Hauser-Feshbach-Analyse der Reaktion $^{91}Zr(p,n)^{91}Nb$

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs P h y s i k

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Ulrich J a h n k e

aus Bitterfeld

- November 1970 -

1. Gutachter:	Priv.-Doz. Dr. E. Finckh
2. Gutachter:	Prof. Dr. K. H. Lindenberger
Tag der mündlichen Prüfung:	17. Dezember 1970
Tag der Promotion:	

Hauser-Feshbach-Analyse der Reaktion $^{91}Zr(p,n)^{91}Nb$

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs P h y s i k

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Ulrich J a h n k e

aus Bitterfeld

- November 1970 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
1 Einleitung	2
2 Meßapparatur	5
3 Meßergebnisse	9
3.1 Anregungsfunktion, Zuordnung der isobaren Analogresonanzen	9
3.2 Q-Wert der Reaktion	11
3.3 Anregungsenergien im Endkern ^{91}Nb	11
3.4 Winkelverteilung der Neutronengruppen	14
3.5 Partielle Wirkungsquerschnitte	14
4 Modellvorstellungen über den Reaktionsmechanismus	18
4.1 Wirkungsquerschnitte nach dem Statistischen Modell der Compoundkernreaktion	18
4.2 Bemerkungen zur Gültigkeit der H. F.-Formeln; Breitenfluktuationskorrektur	21
4.3 Ersetzung der Summe über alle offenen Reaktionskanäle in den H. F.-Formeln	24
4.4 Neutronenzerfall von isobaren Analogresonanzen im Compoundkern	25
5 Analyse des Reaktionsmechanismus	27
5.1 Bestimmung von Neutronentransmissionskoeffizienten aus dem Zerfall der 4^+- und 2^+-IAR	27
5.2 Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach dem Statistischen Modell	34
5.2.1 H. F.-Wirkungsquerschnitte bei Berücksichtigung aller offenen Reaktionskanäle	34
5.2.2 H. F.-Wirkungsquerschnitte nach vereinfachten Formeln	38

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0017

Seite

5.3 Vergleich verschiedener Parametersätze des Optischen Modells für Protonen 41

5.3.1 Verzweigungsverhältnis zu verschiedenen Endzuständen 41

5.3.2 Protonenabsorptionsquerschnitt 45

5.4 Abschließende Bemerkung zur Reaktionsanalyse 46

6 Spektroskopische Anwendung des Statistischen Modells: Spin- und Paritätszuordnung für Zustände im ^{91}Nb, Diskussion des Termschemas 48

Anhang 54

Literaturverzeichnis 56

Zusammenfassung

In einem Flugzeitexperiment wurden bei Einschußenergien zwischen 4,5 und 5,4 MeV die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{91}Zr(p,n)^{91}Nb$ zu allen Endzuständen bis zur Anregungsenergie von 2,8 MeV gemessen. Bei zwei Einschußenergien verläuft die Reaktion über T = 6-Analogzustände im Compoundkern.

Die Messungen werden im Rahmen des Statistischen Modells der Compoundkernreaktion analysiert. Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen werden nach den Hauser-Feshbach-Formeln und nach vereinfachten Formeln berechnet, in denen die Summe über die offenen Reaktionskanäle durch Breite und Abstand der Compoundzustände und die Spinverteilung im Restkern ausgedrückt ist. Die Transmissionskoeffizienten für Neutronen werden experimentell aus dem Verzweigungsverhältnis beim Zerfall der 4^+- und 2^+-Analogzustände zu ^{91}Nb-Zuständen mit bekanntem Spin und Parität bestimmt, die Transmission der Protonen wird nach mehreren Parametersätzen des Optischen Modells aus der Literatur berechnet.

Das Statistische Modell von Hauser und Feshbach ergibt eine adäquate Beschreibung des Reaktionsmechanismus, obwohl die Transmissionskoeffizienten für Neutronen nicht klein gegen eins sind und auch die Compoundzustände bei der Anregungsenergie von 11 MeV noch nicht stark überlappen. Aus der Analyse der Übergangsstärken in und außerhalb der Analogresonanzen und aus der totalen (p,n)-Anregungsfunktion werden Einschränkungen sowohl für die Neutronen- als auch für die Protonenparameter des Optischen Modells gewonnen.

Die spektroskopischen Ergebnisse der Messung sind der Q-Wert Q_{pn} = (-2025 ± 8) keV, die Anregungsenergien für die besetzten ^{91}Nb-Zustände und Spin- und Paritätszuordnungen für mehrere neue Niveaus. Das bis zur Anregungsenergie von 2,8 MeV relativ vollständige Termschema aus der (p,n)-Reaktion wird mit Ergebnissen anderer Experimente und mit Schalenmodellrechnungen verglichen.

Einleitung

Die (p,n)-Reaktion an mittelschweren Kernen verläuft bei Einschußenergien, die etwa der halben Höhe der Coulombbarriere entsprechen, vorwiegend über die Bildung eines Compoundkerns. Im Statistischen Modell der Compoundkernreaktion sind die dynamischen Größen Transmissionskoeffizienten, die die Durchdringung der ein- und auslaufenden Teilchen durch die Kernoberfläche beschreiben. Die Konfiguration der beteiligten Kernzustände hat keinen Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt. Daher ist dieser Reaktionstyp weniger selektiv als direkte Reaktionen: Das in der (p,n)-Reaktion beobachtete Termschema des Endkerns ist vollständig bis auf Zustände, die sich im Spin um mehr als 4 oder 5 Einheiten vom Targetkern unterscheiden.

Die Analyse der (p,n)-Wirkungsquerschnitte,etwa mit dem Ziel der Spinbestimmung für die besetzten Endzustände,wird jedoch dadurch erschwert, daß über die Form der Optischen Potentiale - insbesondere für die Streuung und Absorption niederenergetischer Protonen -, mit denen die Transmissionskoeffizienten berechnet werden, zu wenig bekannt ist. Wenn nicht Potentialparameter aus der Messung der elastischen Streuung, der Polarisation oder der Stärkefunktion am gleichen oder benachbarten Kern zur Verfügung stehen, ist die Unsicherheit der berechneten Wirkungsquerschnitte von der gleichen Größenordnung wie die experimentell beobachtbaren Unterschiede in der Anregung verschiedener Endzustände. Aus der gewöhnlichen Hauser-Feshbach (H. F.)-Analyse selbst können wegen der Vielzahl der involvierten Reaktionskanäle Optische Potentiale nicht eindeutig bestimmt werden. Ferner setzt die Anwendung der H. F.-Formeln bereits die Kenntnis der Restkerntermschemata zumindest näherungsweise voraus. Neuere Untersuchungen der (p,n)-Reaktion betreffen daher modellunabhängigere Eigenschaften wie die Winkelverteilung der emittierten Neutronen, deren Form charakteristisch für die Spinänderung zwischen Anfangs- und Endzustand ist (KiR 69).

Um die Analyse im Rahmen des Statistischen Modells zu vereinfachen, haben wir das (p,n)-Experiment mit der Untersuchung des Neutronenzerfalls von

isobaren Analogresonanzen (IAR) im Compoundkern verbunden. Der isospinverbotene Neutronenzerfall der IAR ist unabhängig von ihrer Bildung durch den Eingangskanal, das Verzweigungsverhältnis zu verschiedenen Endzuständen wird allein durch das Verhältnis der relevanten Transmissionskoeffizienten bestimmt. Aus der Messung der Übergangsraten zu bekannten Zuständen im Endkern können diese Transmissionskoeffizienten bzw. Parameter des Optischen Modells zu ihrer Beschreibung extrahiert werden. Der Vorteil gegenüber der normalen H. F.-Analyse besteht darin, daß durch die IAR Compoundkernzustände mit einem definierten Spin isoliert von anderen untersucht werden können.

Wir berichten über eine Flugzeitmessung der Reaktion $^{91}Zr(p,n)^{91}Nb$ bei Einschußenergien zwischen 4,5 und 5,4 MeV. Der Targetkern ^{91}Zr hat im

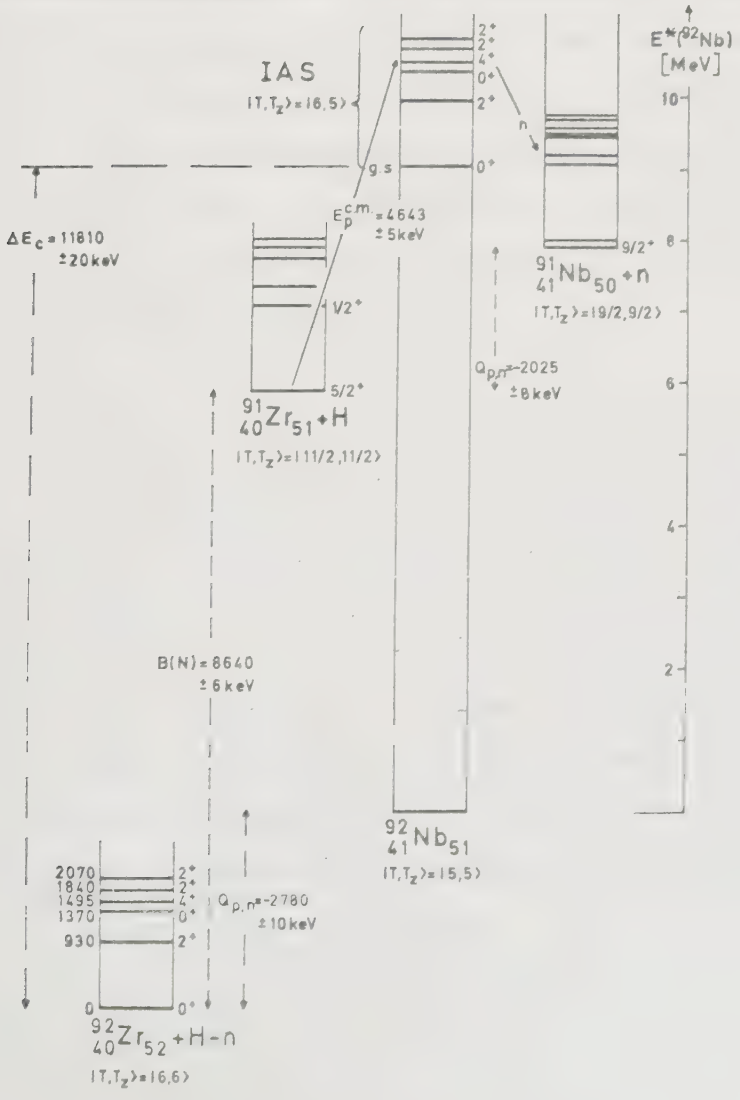


Abb. 1:
Schema der Reaktion $^{91}Zr(p,n)^{91}Nb$

Die isobaren Analogzustände (IAS) zu den unteren Niveaus im ^{92}Zr liegen um die Coulombenergie ΔE_c verschoben im Kontinuumsbereich des Compoundkerns ^{92}Nb.

Grundzustand den Spin $5/2^+$ und den Isobarenspin T = 11/2 mit der Komponente T_z = 11/2. Durch Einbau eines Protons können im Compoundkern ^{92}Nb Zustände mit T = 5 und - beginnend bei einer Anregungsenergie von 9 MeV, also im Kontinuumsbereich - auch T = 6 - Analogzustände zu den unteren Niveaus im ^{92}Zr angeregt werden. Die Analogzustände werden in der Anregungsfunktion, Abb. 4 , als ausgeprägte Resonanzen beobachtet. Die Zuordnung dieser IAR zu den ^{92}Zr-Zuständen ist in Abb. 4 durch die Leiter angegeben.

Die Neutronen wurden im Maximum der 4^+- und der 2^+-IAR bei E_p = 4,64 bzw. 5,24 MeV und bei fünf Einschußenergien außerhalb der Resonanzen spektroskopiert. Die beiden anderen IAR in diesem Energiebereich eignen sich weniger zur Bestimmung von Transmissionskoeffizienten, weil in der 2^+-IAR bei 4,10 MeV nur Übergänge zu vier Endzuständen beobachtet werden können und die 2^+-IAR bei 5,02 MeV nur schwach angeregt wird. Die verwendeten Protonenenergien sind in Abb. 4 durch Pfeile gekennzeichnet. Bei der tiefsten Einschußenergie (4,54 MeV) konnten entsprechend dem Q-Wert von-2,025 MeV und der Nachweisschwelle der Detektoren bei 0,5 MeV zehn partielle Übergänge bis zur Anregungsenergie von 1,965 MeV im ^{91}Nb gemessen werden, bei der höchsten Energie (5,39 MeV) wurden 21 Neutronengruppen bis E* = 2,792 MeV beobachtet.

In Kapitel 2 und 3 der Arbeit werden die Flugzeitspektrometer und die Messung beschrieben und die unmittelbaren Ergebnisse zusammengefaßt. Kapitel 4 enthält die der Auswertung zugrundeliegenden Modellvorstellungen. Die Bestimmung der Optischen Modellparameter aus dem Zerfall der IAR wird in Abschnitt 5.1, die H. F.-Analyse der Messung außerhalb der Resonanzen mit diesem Parametersatz in Abschnitt 5.2 beschrieben. In Abschnitt 5.3 wird die Eignung verschiedener Protonenparametersätze in der H. F.-Analyse und zur Beschreibung des totalen (p,n)-Wirkungsquerschnitts erörtert. Spin und Paritätszuordnungen für die bevölkerten ^{91}Nb-Zustände aus der Reaktionsanalyse werden in Kapitel 6 diskutiert.

2 Meßapparatur

Die Flugzeitmessungen wurden mit dem gepulsten Strahl des 5.5 MeV van de Graaff-Beschleunigers im Hahn-Meitner-Institut durchgeführt. Die interne Vorpulsung des Beschleunigers und das Mobley-Kompressionssystem ergeben Strahlimpulse von etwa 1 ns Dauer bei 1 MHz Folgefrequenz. Die mittlere Strahlintensität betrug 3 - 4 μA.

Die Neutronen wurden mit sieben unabhängigen Detektoren nachgewiesen, von denen sechs in 6 m Abstand vom Target über den Winkelbereich von 7° bis 140° geschwenkt wurden, während ein Detektor unter 0° als Monitor diente. Auf Kollimatoren konnte verzichtet werden, weil Target und Detektoren mehr als 4 m von einer massiven Wand bzw. vom Hallenboden entfernt sind. Der gesamte Neutronenfluß wurde mit einem Longcounter überwacht.

Die Detektoren bestehen aus NE 213-Flüssigkeitsszintillatoren*) auf Photomultipliern vom Typ XP 1040**). Die nachgeschaltete Elektronik***) ist konventionell. In Abb. 2 ist ein Prinzipschaltbild der Apparatur angegeben. Die Startimpulse im schnellen Zeitkreis werden an einem kapazitiven pick-up-Röhrchen unmittelbar vor dem Target abgenommen. Als Stopimpulse werden Signale aus je zwei Detektoren auf einen Zeit-Impulshöhenwandler gegeben. Jedes Spektrometer hat außerdem einen langsamen Kreis für Energie- und γ/n-Diskrimination, mit dem zudem entschieden wird, welcher der beiden Detektoren angesprochen hat und in welches Spektrum der Impuls eingeordnet werden soll. Eine ausführliche Beschreibung der Apparatur ist in mehreren Diplomarbeiten (Rös 65, Jah 67) enthalten.

---

*) Nuclear Enterprises, Szintillatorgrößen: 10 Ø, 2 - 3 cm Dicke, Monitor: 12,5 Ø, x 5 cm

**) Firma Valvo

***) Die Geräte wurden im Sektor Elektronik des HMI entwickelt und gebaut.

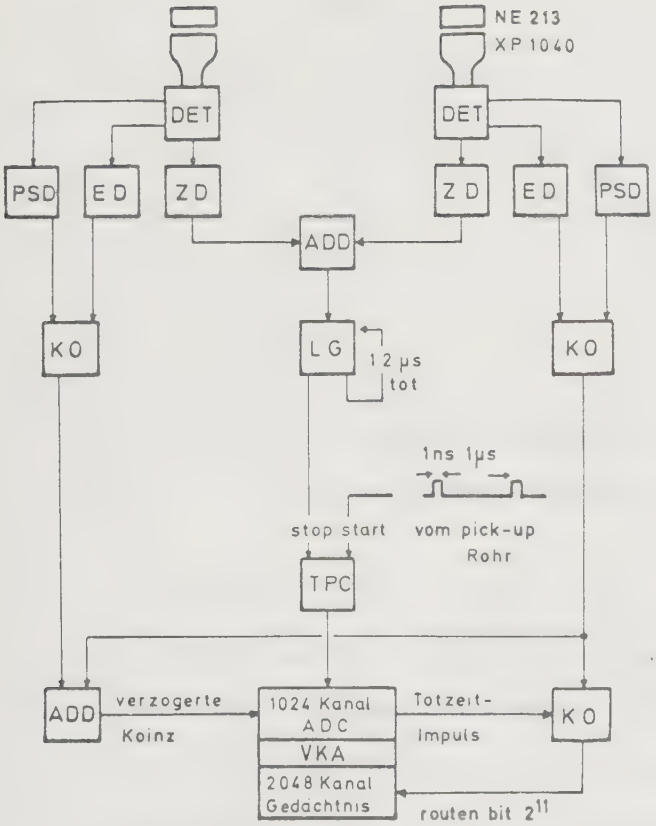


Abb. 2: Blockschaltbild für je zwei Detektoren

DET: Detektor mit NE 213-Szintillato und XP 1040-Multiplier

ZD: Nulldurchgangszeitdiskriminato

ED: Energiediskriminator, typische Fensterbreite E_n = 0,3 - 4 MeV

PSD: γ/n-Impulsformdiskriminator

ADD: Addierstufe

LG: Lineares Tor, nach jedem Impuls für 1,2 µs geschlossen

KO: Koinzidenzeinheit

TPC: Zeit-Impulshöhenwandler, Meßbereich 800 ns

VKA: Vielkanalanalysator (Firma Labe die Zeitspektren beider Detektoren werden in 1024 Kanälen gemessen (ADC) und gesondert im Gedächtnis gespeichert.

Die Neutronenspektren wurden in 1024 Kanälen mit einer Zeiteinteilung von ungefähr 0,2 ns pro Kanal aufgenommen. Die Zeitskala haben wir mit der Reaktion $^{7}Li(p,n)^{7}Be$ und mit Verzögerungskabeln bekannter Länge geeicht. Das gesamte Auflösungsvermögen der Apparaturen beträgt etwa 1,2 ns für Neutronen mit E_n = 2 MeV.

Das energieabhängige Ansprechvermögen der Detektoren wurde auf zwei Arten bestimmt:

Absolutwerte für die Nachweiswahrscheinlichkeit wurden aus der Reaktion $^{7}Li(p,n)^{7}Be$ gewonnen. Bei mehreren Einschußenergien wurden die Neutronen jeweils unter 0° nachgewiesen und die Linienintensität mit Literaturwerten für den Reaktionsquerschnitt verglichen.

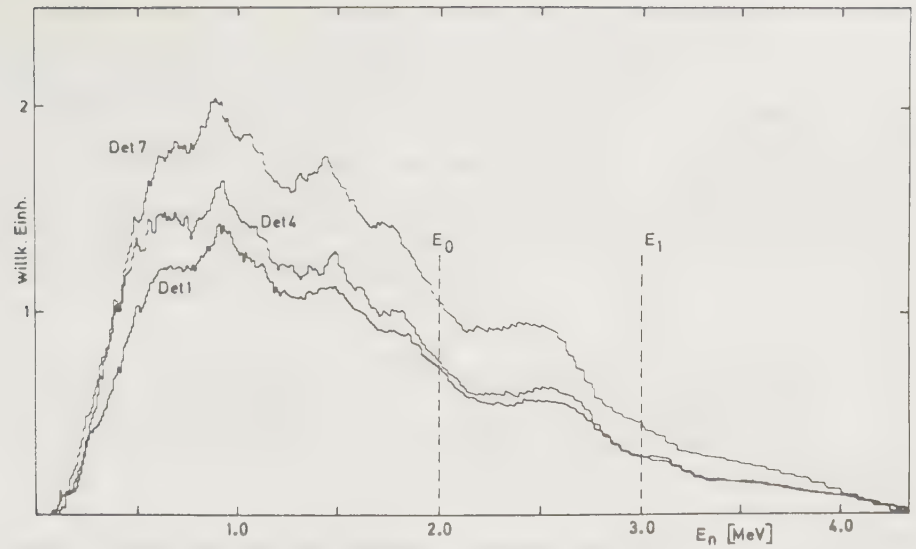


Abb. 3: Mit verschiedenen Detektoren gemessenes Energiespektrum der Neutronen aus (p,n)-Reaktionen in dem dicken Mn-Cu-Target

Das für den Anschluß der Detektoren untereinander wichtige relative Ansprechvermögen wurde wiederholt mit einem dicken Mn-Cu-Target gemessen. In diesem Target wird der Protonenstrahl vollständig gestoppt, das Spektrum der emittierten Neutronen ist daher kontinuierlich und wegen der Vielzahl der besetzbaren Endzustände vergleichsweise wenig strukturiert. In Abb. 3 sind unter sonst gleichen Bedingungen mit verschiedenen Detektoren aufgenommene Neutronenspektren des Mn-Cu-Targets gezeigt. Aus dem Abfall der Neutronenausbeute zu kleinen Energien wird die Energieschwelle (E_s) der Apparatur bestimmt. Der Vergleich der Zählraten verschiedener Detektoren in einem mittleren Energiegebiet $E_0 - E_1$ ergibt relative Werte für die effektive Dicke (d) der Szintillatoren. Mit den derart bestimmten Parametern E_s,d wird das Ansprechvermögen $\mathcal{E}(E_n, E_s, d)$ der Detektoren durch

$$\mathcal{E}(E_n, E_s, d) = \left(1 - \frac{E_s}{E_n}\right)\left(1 - e^{-d\, n\, \sigma(E_n)}\right)$$

$n \cdot \sigma(E_n)$: makroskopischer n-p-Streuquerschnitt

beschrieben. Das relative Ansprechvermögen wird durch diese Funktion im Energiebereich E_n = 0,8 bis 4 MeV auf ± 7 % wiedergegeben, den Fehler der Absolutmessung schätzen wir auf ± 15 bis 20 % (Jah 67). Messung und Auswertung dieser Eichungen wurden bereits von E. Dengler beschrieben (Den 69).

Die Zirkontargets wurden durch Aufdampfen von angereichertem Zirkondioxid $^{91}ZrO_2$ *) auf 0,2 mm starke Wolframscheiben hergestellt. Die Dicke der Targets wurde durch Wägung bestimmt und durch Vergleich der Neutronenproduktion mehrerer ausgewogener Targets geprüft. Die Messungen wurden an zwei Targets mit einer Flächendichte von

$(233 \pm 35)\ \mu g/cm^2$ (bei tieferen Einschußenergien)
und $(278 \pm 40)\ \mu g/cm^2$ (bei höheren Einschußenergien)

ausgeführt. Diese Dicken entsprechen einem Energieverlust von 8 bis 10 keV für 5 MeV Protonen.

---

*) Zusammensetzung der Substanz nach Angaben der Hersteller, Oak Ridge National Laboratory: ^{91}Zr 88,5 %, ^{90}Zr 6,5 %, ^{92}Zr 3,2 %, ^{94}Zr 1,6 %.

3 Meßergebnisse

3.1 Anregungsfunktion. Zuordnung der isobaren Analogresonanzen

Die Neutronenausbeute der Reaktion wurde von E_p = 3.9 bis 5.4 MeV mit zwei BF_3-Longcountern unter 0 und 135 Grad gemessen. Beide Yieldkurven stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit überein. Abb. 4 zeigt die 0°-Kurve. Der vom Wolframblech des Targets herrührende Untergrund (etwa 3 % bei 4 MeV, 30 % bei 5.4 MeV) ist bereits abgezogen. Der angegebene Wirkungsquerschnitt ist wegen der Unsicherheit in der Targetdicke (15 %) und der Ansprechwahrscheinlichkeit des Longcounters (20 %) nur auf 25 % genau.

Die im Yield beobachteten ausgeprägten Resonanzen lassen sich aus dem Vergleich ihrer Energieabstände mit der Termfolge des Kerns ^{92}Zr eindeutig als isobare Analogresonanzen den tiefliegenden ^{92}Zr-Zuständen zuordnen. Aus der gemessenen Resonanzenergie E_p^{cm}, der Neutronenbindungsenergie B_n = (8640 ± 6) keV (NDJ 66) im ^{92}Zr und der aus der ^{91}Zr(d,p)-Reaktion (DiE 67) bekannten Anregungsenergie E* im ^{92}Zr haben wir die Coulombenergiedifferenz $\Delta E_c = B_n + E_p^{cm} - E^*$ berechnet. In Tabelle 1 sind Spin und Anregungsenergien im ^{92}Zr aus (d,p)- und (p,p)-Reaktionen (DiE 67, 68) und Resonanz- und Coulombenergien aus unserer Messung zusammengestellt.

Tabelle 1: Zuordnung der Analogzustände und Coulombenergien ΔE_c für das analoge Paar ^{92}Zr-^{92}Nb. Literaturangaben im Text, Energiewerte in keV.

I^π	E*(^{92}Zr) aus		^{91}Zr(p,p)^{91}Zr		^{91}Zr(p,n)^{91}Nb	
	(d,p)	(p,p)	E_p^{cm}	ΔE_c	E_p^{cm}	ΔE_c
0^+	0	0	3180±10	11820±30	-	
2^+	930±10	930±10	4110±10	11800±30	4102±8	11810±25
0^+	-	1370±10	-		-	
4^+	1495±10	1500±10	4650±10	11780±30	4643±8	11790±25
2^+	1840±10	1850±10	-		5021±8	11820±25
2^+	2070±10	2070±10	5240±10	11810±30	5235±8	11810±25

sie werden mit der Beobachtung der Analogresonanzen in der ^{91}Zr(p,p)-Reaktion (LoR 66) verglichen. Die Coulombenergien aus beiden Messungen stimmen gut miteinander und mit dem Wert E_c = 11825 keV nach der empirischen Formel von Anderson et al. (AnW 65) überein.

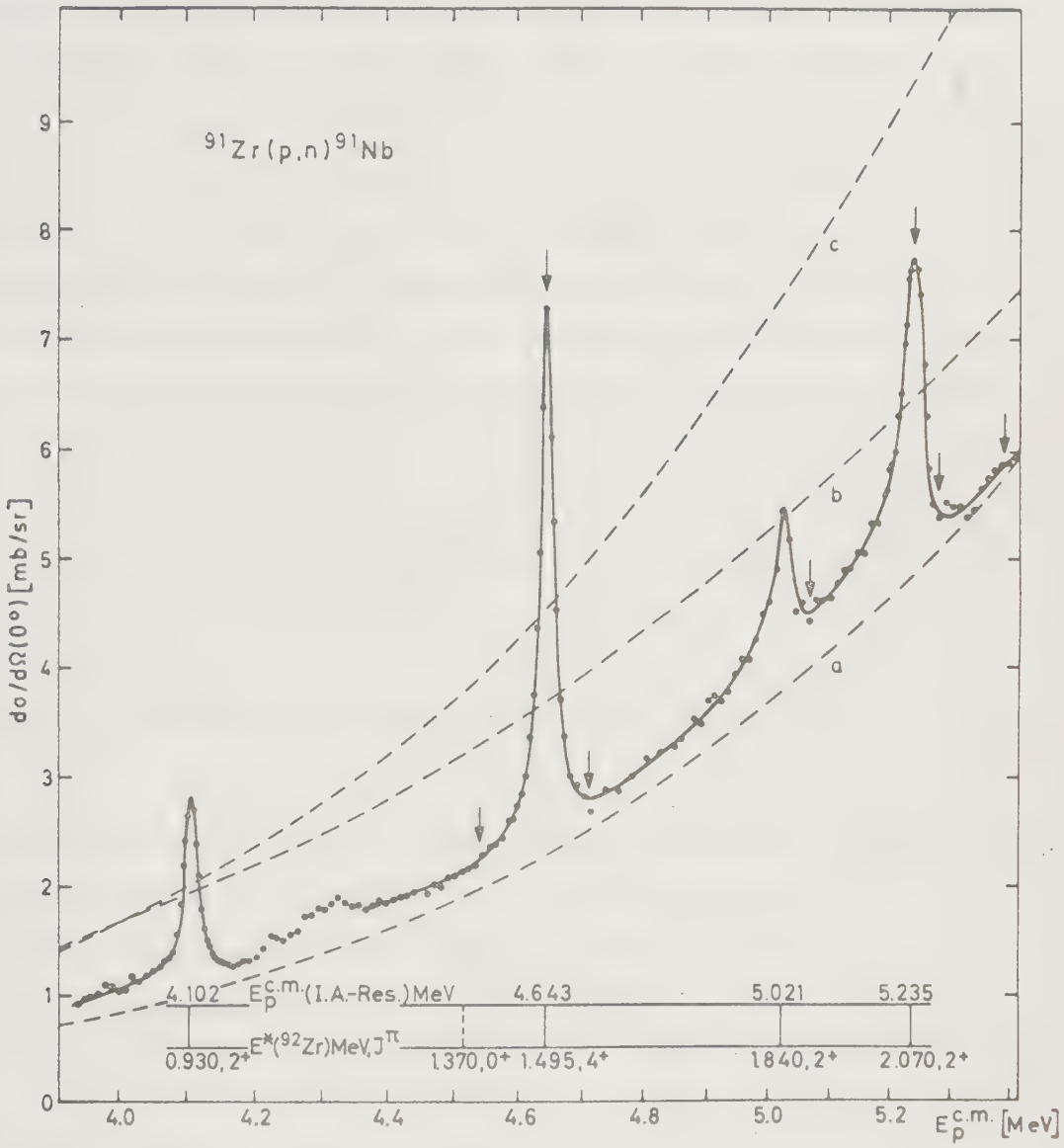


Abb. 4: Anregungsfunktion der Reaktion ^{91}Zr(p,n)^{91}Nb, gemessen mit einem Longcounter unter 0 Grad. Die Leiter gibt die Zuordnung der Resonanzen zu den analogen Zuständen im ^{92}Zr (siehe auch Tabelle 1). Die Pfeile zeigen die Einschußenergien, bei denen Flugzeitspektren gemessen wurden.

Die gestrichelten Linien stellen den Absorptionsquerschnitt des Optischen Modells dar, berechnet mit den Parametersätzen von:
a) Johnson et al. (JoK 68), b) Thompson et al. (ThA 68) und
c) Ellis und Haeberli (ElH 69).

3.2 Q-Wert der Reaktion

Der Q-Wert der Reaktion wurde aus der Flugzeitmessung der Energie der Grundzustands-Neutronengruppe und aus den Übergängen zu den ersten drei angeregten Zuständen und deren genau bekannter Anregungsenergie (105 ± 1) keV, (1187 ± 1) keV und (1313 ± 1) keV (Rau 68, HeF 69) bestimmt. Aus sechs unabhängigen Messungen bei verschiedener Einschußenergie ergibt sich der Q-Wert zu - 2025 keV mit einer Standardabweichung von ± 4 keV. Dieser gemittelte Wert enthält noch systematische Unsicherheiten aus Messung der Einschußenergie (± 5 keV), der Targetdicke (± 2 keV) und des Flugweges (± 1 cm auf 6 m), die nur zum Teil durch die Zeiteichung mit der Reaktion ^{7}Li(p,n$_o$) kompensiert werden. Wir geben deshalb als Unsicherheit ± 8 keV an. Unser Q-Wert weicht um 100 keV von dem tabellierten (NDJ 66) Wert, um 20 keV von dem von Kim et al. (KiR 70) ebenfalls mit der (p,n)-Reaktion gemessenen Wert ab (siehe Tabelle 2).

Tabelle 2: Grundzustands-Q-Wert der Reaktion ^{91}Zr(p,n)^{91}Nb

tabellierter Q-Wert (NDJ 66)	:	(- 1925 ± 60) keV
(p,n)-Reaktion Kim et al. (KiR 70):		(- 2045 ± 6) keV
(p,n)-Reaktion diese Messung	:	(- 2025 ± 8) keV

3.3 Anregungsenergien im Endkern ^{91}Nb

Die Energieauflösung der Flugzeitspektrometer ist am besten für langsame Neutronen im Bereich von der Nachweisschwelle bei 0,5 MeV bis etwa 1,5 MeV. Das Termschema des Endkerns wurde deshalb aus mehreren Messungen bei steigender Einschußenergie bestimmt. Abbildung 5 zeigt drei typische Flugzeitspektren. Die gewonnenen Anregungsenergien sind in Tabelle 3 zusammengefaßt, sie sind auf den neuen Q-Wert von - 2025 keV bezogen. Die angegebenen

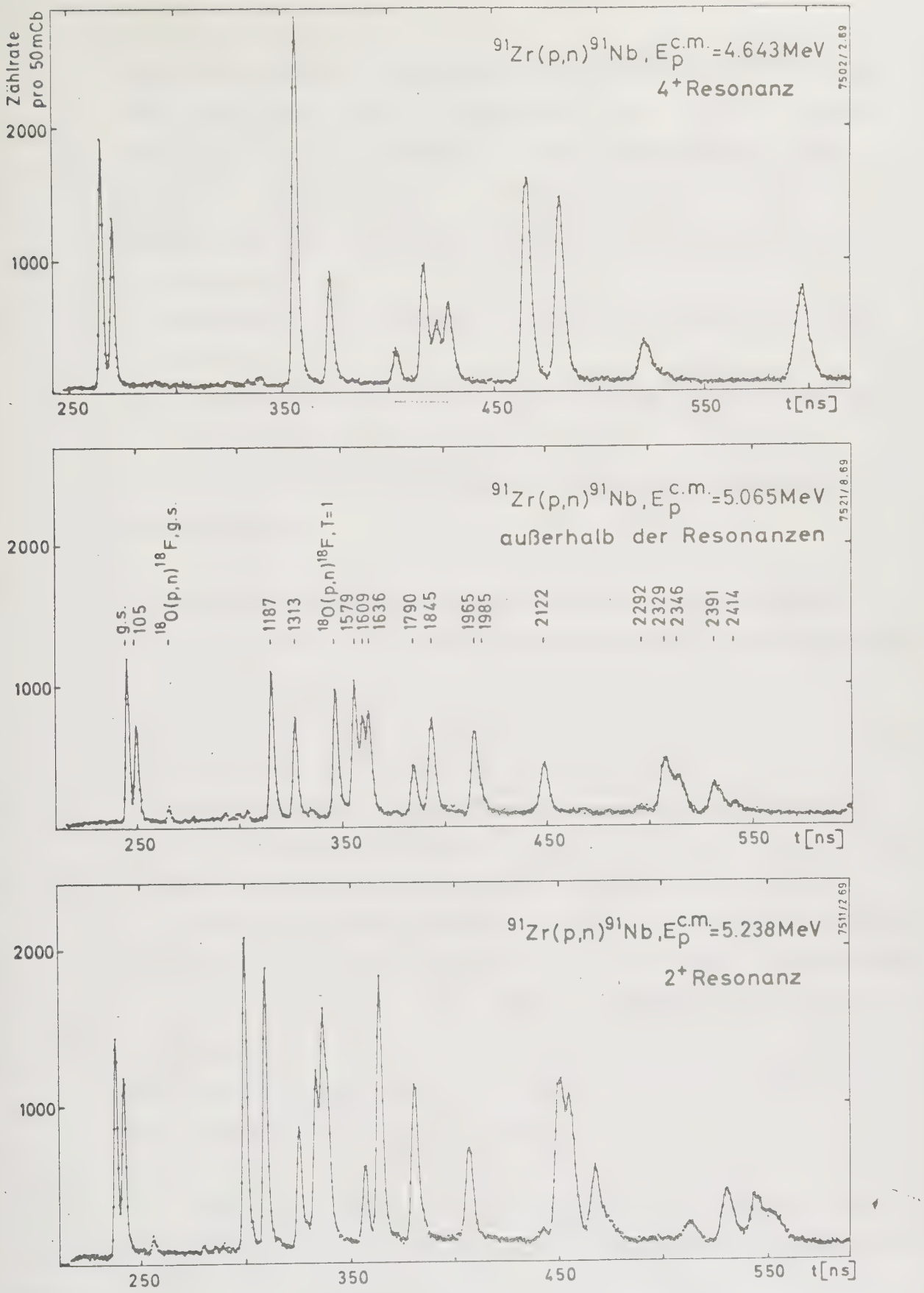


Abb. 5: Neutronenlaufzeitspektren in der 4^+ - und 2^+-I.A.-Resonanz und bei einer mittleren Einschußenergie. Die Spektren sind alle bei einem Abstand von 5,97 m, unter 6 Grad und für einen integrierten Strom von 50 mCb ($\hat{=}$ $3,1 \cdot 10^{17}$ Protonen) aufgenommen. Im mittleren Bild ist die Anregungsenergie (in keV) der zugehörigen ^{91}Nb-Zustände und, bei Störlinien, die zugehörige Reaktion angegeben.

Fehler berücksichtigen Güte und Übereinstimmung der Zeiteichung vor und nach jeder Messung, sowie die Auflösung der Linien im Spektrum. Bei der Bestimmung der Anregungsenergie als Differenz zweier Q-Werte werden die in 3.2 erwähnten systematischen Meßfehler unwesentlich. Das Termschema ist bis zur Anregungsenergie von 2,8 MeV vollständig mit der Einschränkung, daß

1. Zustände mit einem Abstand von weniger als 10 - 20 keV nicht aufgelöst und
2. Zustände mit Spinwerten $\geqslant 15/2$ in der Reaktion zu schwach angeregt und deshalb nicht erkannt wurden.

In Abschnitt 6 wird das Niveauschema mit den Ergebnissen aus anderen Reaktionen verglichen.

In den Spektren wurden auch Neutronengruppen aus fremden Reaktionen beobachtet, die aus der kinematischen Verschiebung der Linie mit dem Winkel eindeutig zugeordnet werden, und zwar:

1. der Grundzustandsübergang der Reaktion $^{13}C(p,n)^{13}N$, das ^{13}C ist im Niederschlag von Pumpenöl auf dem Target vorhanden, und
2. der Grundzustandsübergang von $^{18}O(p,n)^{18}F$ und vor allem der Übergang zum angeregten Zustand bei 1045 keV. Diese letzte Linie erreicht unter Vorwärtswinkeln die Größe der ^{91}Zr-Linien, obwohl ^{18}O nur mit 0,2 % im natürlichen Gemisch enthalten ist, denn der Übergang vollzieht sich unter Ladungsaustausch $(I = 0^+, T = 1) \longrightarrow (0^+, 1)$. Das Auftreten der Reaktion zeigt, daß das ZrO_2 beim Aufdampfen der Targets nur wenig reduziert wird.

Beide Reaktionen liefern wegen der genau ($\pm$ 1 keV) bekannten Q-Werte eine inhärente Eichung für die Zeitspektren.

Um sicherzustellen, daß keine der Neutronenlinien aus Reaktionen an den übrigen Zr-Isotopen stammt, haben wir mit angereicherten Targets die Spektren aus $^{92,94}Zr(p,n)$ gemessen (FiJ 68 a). Die (p,n)-Schwelle am ^{90}Zr wird mit den verwendeten Einschußenergien nicht erreicht.

3.4 Winkelverteilung der Neutronengruppen

Die Winkelverteilung der Neutronen wurde aus der Messung unter 13 Winkeln zwischen 0 und 145 Grad bestimmt. In Abbildung 6 sind die gemessenen Verteilungen für die fünf Einschußenergien außerhalb der IAR und für Übergänge zu den 11 unteren Niveaus im ^{91}Nb gezeigt. Die einzelnen Meßpunkte sind auf das Schwerpunktsystem umgerechnet. Die Fehlerbalken kennzeichnen die relative Ungenauigkeit, die bei der Extraktion und Normierung der Linieninhalte aus den mit verschiedenen Detektoren gemessenen Zeitspektren entsteht. Alle Winkelverteilungen sind symmetrisch um $\theta = 90^{\circ}$ mit einem relativen Maximum oder Minimum bei 90° von höchstens 20 %. Um die 90°-Symmetrie zu prüfen, wurde an die experimentellen Verteilungen die Kurve $f(\theta) = A_o + A_1 P_1(\cos\theta) + A_2 P_2(\cos\theta)$ angepaßt: bei keiner der gemessenen Winkelverteilungen wurde ein signifikanter A_1-Term festgestellt.
Bei Einschußenergien über 5 MeV konnten die Übergänge zu 1965 und 1985 keV nicht aufgelöst werden. Die gezeichnete Winkelverteilung gilt dann für die Summe der Linien.

3.5 Partielle Wirkungsquerschnitte

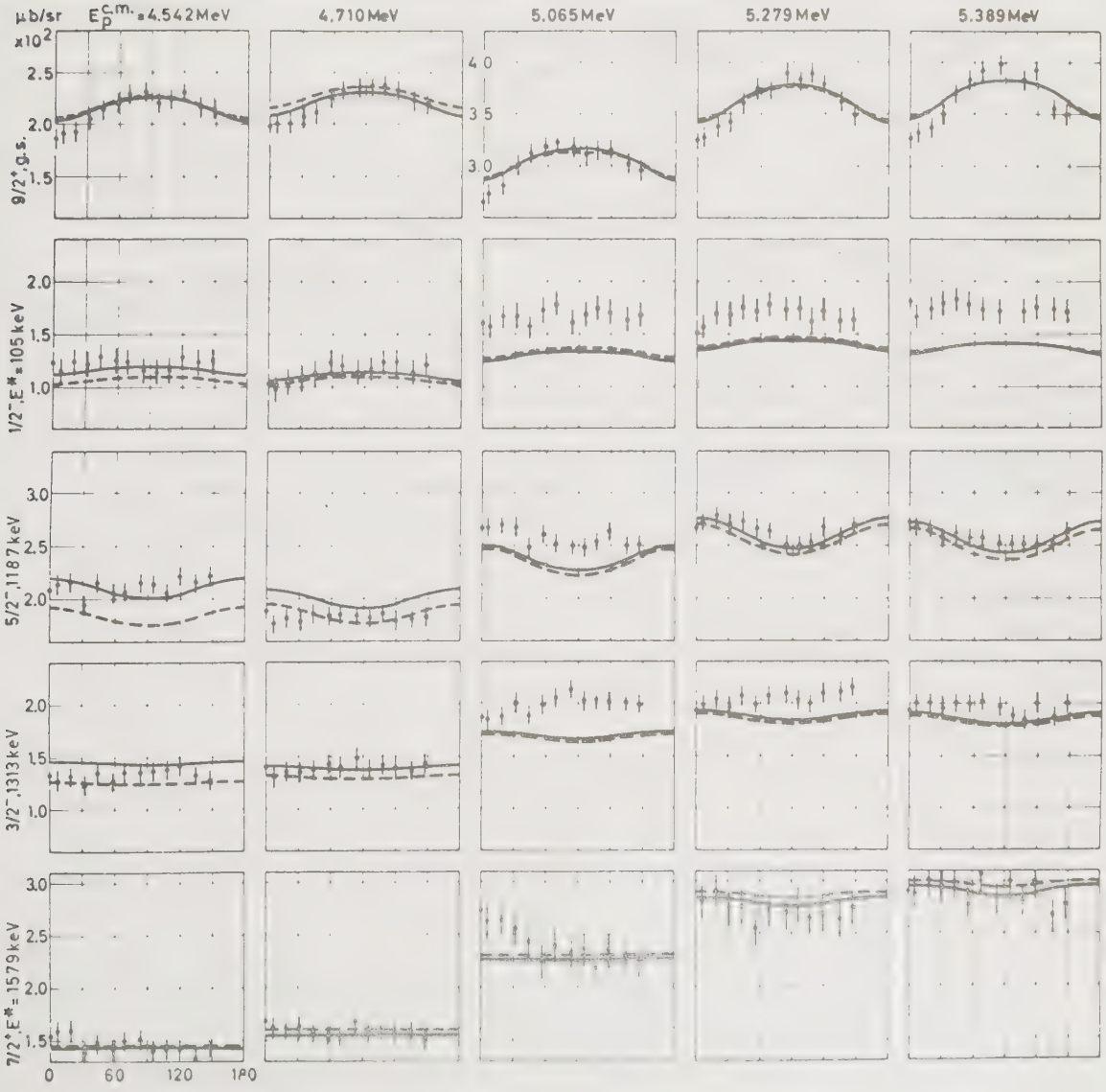
In Tabelle 4 sind die partiellen Wirkungsquerschnitte für die Besetzung von 22 Zuständen im ^{91}Nb eingetragen. Die relativen Fehler der Wirkungsquerschnitte liegen - abhängig von der Auflösung der Linien im Spektrum und der energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren - zwischen 5 und 15 %. Die Absolutwerte enthalten noch einen allen Messungen gemeinsamen Meßfehler von 25 % aus der Targetwägung und der Bestimmung des absoluten Ansprechvermögens der Detektoren.

Abb. 6: Bei fünf Einschußenergien zwischen E_p^{cm} = 4,5 und 5,4 MeV beobachtete Winkelverteilungen der Reaktion ^{91}Zr(p,n) zu verschiedenen Endzuständen im ^{91}Nb

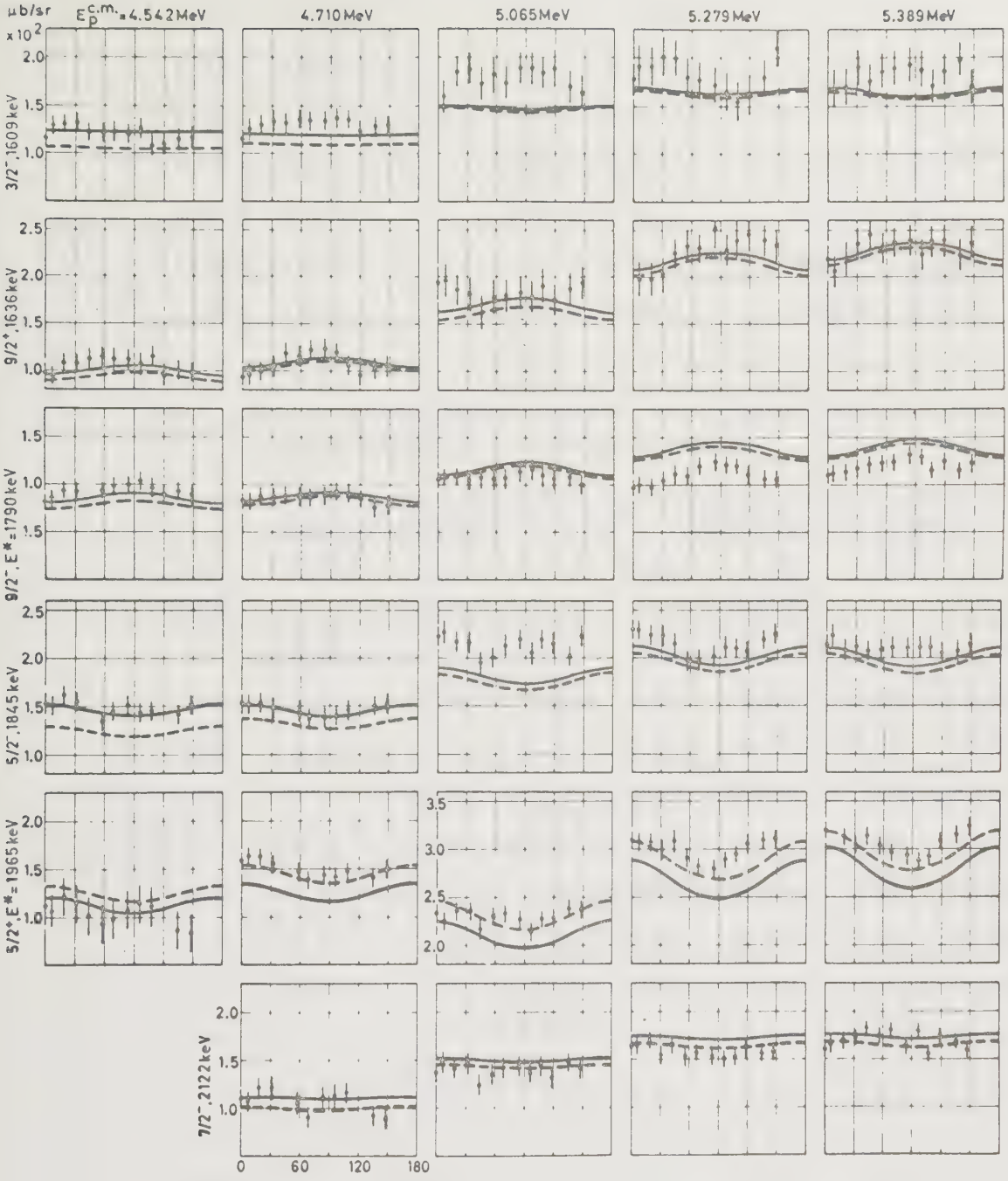
Die bevölkerten Zustände im ^{91}Nb sind durch Anregungsenergie und Spin aus der (p,n)-Analyse gekennzeichnet (siehe Abschnitt 6).

Die gestrichelten Kurven sind nach den ausführlichen H. F.-Formeln (Abschnitt 5.2.1), die ausgezogenen nach den vereinfachten H. F.-Formeln mit dem Spinabschneideparameter $2\sigma^2_{end}$ = 20 (Abschnitt 5.2.2) berechnet. Optische Potentiale: (JoK 68) und Satz B in Tabelle 6 und 7. Die Rechnungen sind für jede Einschußenergie am Grundzustandsübergang normiert.

Messung und Rechnung zeigen, daß die Form der Winkelverteilung charakteristisch für den Spinunterschied ΔI zwischen Anfangs- und Endzustand ist: bei $\Delta I = 2$ tritt ein Maximum, bei $\Delta I = 0$ ein Minimum bei 90° und bei $\Delta I = 1$ eine fast isotrope Verteilung auf.



Fortsetzung Abb.6



Tab. 3: Anregungsenergien im ^{91}Nb aus ^{91}Zr(p,n)^{91}Nb

105 ± 5 keV	1845 ± 5 keV	2391 ± 5 keV
1187 ± 4 keV	1965 ± 6 keV	2414 ± 10 keV
1313 ± 4 keV	1985 ± 15 keV	2532 ± 5 keV
1579 ± 8 keV	2122 ± 5 keV	2581 ± 5 keV
1609 ± 10 keV	2292 ± 7 keV	2613 ± 10 keV
1636 ± 8 keV	2329 ± 8 keV	2632 ± 10 keV
1790 ± 6 keV	2346 ± 10 keV	2792 ± 8 keV

Tab. 4: Partielle Wirkungsquerschnitte von ^{91}Zr(p,n)^{91}Nb, integriert über den Emissionswinkel - in Einheiten von mb

	Protonenenergie E_p^{cm} in MeV (Spin der I. A. Resonanz)						
E^*(Nb) (keV)	4,542	4,643 (4^+)	4,710	5,065	5,238 (2^+)	5,279	5,389
0	2,76	6,00	2,92	3,88	4,91	4,64	4,71
105	1,52	3,35	1,46	2,10	4,28	2,13	2,20
1187	2,65	7,77	2,29	3,21	6,39	3,29	3,22
1313	1,67	2,88	1,75	2,52	5,78	2,58	2,45
1579	1,82	3,66	1,99	2,96	3,63	3,38	3,63
1609	1,49	2,01	1,66	2,25	4,94	2,24	2,31
1636	1,34	2,93	1,39	2,29	2,95	2,90	2,93
1790	1,19	9,39	1,08	1,37	1,79	1,41	1,54
1845	1,84	5,75	1,82	2,66	5,53	2,65	2,65
1965	1,28	2,02	1,85	2,87	4,20	3,72	3,79
1985	-	-	-				
2122		7,04	1,34	1,75	3,02	1,97	2,14
2292				0,30	0,36	0,40	0,47
2329				2,46	5,43	2,81	2,90
2346				1,37	4,26	1,71	1,64
2391				1,66	2,72	2,33	2,64
2414				0,57	0,87	0,68	0,85
2532					0,98	0,96	1,05
2581					2,42	2,30	2,41
2613					2,52	1,45	1,63
2632					1,54	1,52	1,74
2792							1,88

4 Modellvorstellungen über den Reaktionsmechanismus

Die Messungen ergeben zusammenfassend folgendes Bild über den Reaktionsablauf:
Die Anregungsfunktion zeigt im Bereich E_p = 3 bis 5,4 MeV einen glatten, mit der zunehmenden Durchdringung der Protonen durch den Coulombwall exponentiell ansteigenden Verlauf. Diesem Verlauf sind mehrere starke Resonanzen überlagert, die als Analogresonanzen im Compoundkern ^{92}Nb den tiefliegenden Zuständen im Neutronenkern ^{92}Zr entsprechen. Das Energiespektrum der emittierten Neutronen hat, wenn es über größere Energiebereiche gemittelt wird, die Form eines Verdampfungsspektrums. Die Winkelverteilung der einzelnen Neutronengruppen ist symmetrisch zu 90° mit einer milden Anisotropie von maximal 20 %.

Diese Beobachtungen rechtfertigen es, die Reaktion - ebenso wie andere (p,n)-Reaktionen in diesem Massen- und Energiebereich - allein im Compoundkernbild zu beschreiben. Der glatte Verlauf der Yieldkurve deutet auf eine ausreichende Überlappung der Compoundzustände hin, so daß partielle Reaktionsquerschnitte und Winkelverteilungen nach dem Statistischen Modell berechnet werden können. Wegen der geringen experimentellen Auflösung ($\Delta E_p \sim$ 12 keV) und der großen Zahl der offenen Zerfallskanäle werden Fluktuationen (ErM 66) der partiellen Wirkungsquerschnitte nicht erwartet. Der totale (p,n)-Wirkungsquerschnitt kann, weil die Neutronenemission über andere Zerfallskanäle dominiert, mit dem Absorptionsquerschnitt aus dem Optischen Modell verglichen werden. Mögliche Anteile eines direkten Reaktionsmechanismus würden durch die Abweichung von einer statistischen Besetzung der Endzustände angezeigt.

4.1 Wirkungsquerschnitte nach dem Statistischen Modell der Compoundkernreaktion

Im Statistischen Modell wird das einfache Compoundkernkonzept durch folgende Annahmen (HaF 52) erweitert:

a) Drehimpuls und Parität bleiben in jedem Reaktionskanal erhalten.

b) Für jeden Reaktionskanal wird der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkerns dem Absorptionsquerschnitt des Optischen Modells gleichgesetzt.

c) Die Phasen der Wellenfunktionen der hochangeregten Zwischenkernzustände sind außerhalb der Kohärenzbreite Γ nicht mehr korreliert, so daß, wenn der Wirkungsquerschnitt über einen der experimentellen Auflösung entsprechenden Energiebereich $\Delta E \gg \Gamma$ gemittelt wird, alle Interferenzterme zwischen verschiedenen Partialwellen und zwischen Reaktionen, die über unterschiedliche Zwischenzustände verlaufen, wegfallen.

Unter diesen Annahmen wird der Wirkungsquerschnitt eine inkohärente Summe über alle möglichen Reaktionskanäle zwischen dem Anfangszustand (I^{π}, k_c, i: Spin, Parität des Targetkerns, Wellenzahl und Spin des Projektils) und dem Endzustand (E^*, $I'^{\pi'}$, i': Anregungsenergie, Spin, Parität des Restkerns und Spin des Ejektils). Die Hauser-Feshbach-Formel für den über den Emissionswinkel des Neutrons integrierten (p,n)-Wirkungsquerschnitt lautet (Vog 68):

$$\sigma_{cc'}^{HF} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\pi} \frac{\hat{J}}{\hat{i}\cdot\hat{I}} \sum_{\ell,j} T_{\ell j}(c) \frac{\sum_{\ell' j'} T_{\ell' j'}(c')}{\sum_{\ell'' j'' c''} T_{\ell'' j''}(c'')} \times W_{cc'} \qquad (1)$$

mit $\hat{a} = 2a+1$

ℓ, j: Bahndrehimpuls, Gesamtdrehimpuls des Protons, gestrichene Größen beziehen sich auf die Ausgangskanäle

$W_{cc'}$: Breitenfluktuationskorrektur, siehe Abschnitt 4.2.

Darin berücksichtigt der Gewichtsfaktor, daß weder der einfallende Protonenstrahl noch die Targetkerne polarisiert sind. Die Summe über die Protonentransmissionskoeffizienten $T_{\ell j}(c)$ - summiert wird über alle Drehimpulse ℓ, j, die mit den Auswahlregeln vereinbar sind - beschreibt zusammen mit dem Gewichtsfaktor die Bildung des Compoundkernzustandes mit dem Spin J^{π}. Der letzte

Faktor gibt die Zerfallswahrscheinlichkeit $\sum T_{\ell j}(c')$ des Compoundzustands J^{π} unter Neutronenemission in einen bestimmten Endzustand $(E^*, I'^{\pi'})$, bezogen auf die totale Zerfallsbreite, die Summe über die Transmission in alle möglichen Endzustände $\sum_{c''} T(c'')$. Insgesamt wird über alle Spinwerte J^{π}, die im Compoundkern angeregt werden können, summiert.

Die dynamischen Größen, die Transmissionskoeffizienten $T_{\ell j}$, beschreiben die quantenmechanische Durchdringungswahrscheinlichkeit der Nukleonen durch die Kernoberfläche. Die Berechnung der $T_{\ell j}$ mit dem Optischen Modell beinhaltet die - plausible - Annahme, daß Grundzustand und angeregte Zustände des Kerns durch das gleiche Optische Potential beschrieben werden können.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Neutrons unter dem Winkel θ gegen die Einschußrichtung ist:

(2)

$$\frac{d\sigma_{cc'}^{\#F}}{d\Omega} = \frac{1}{4k_c^2 \hat{i}\hat{I}} \sum_{L} \sum_{J\pi} g^2 \frac{\sum_{\ell\ell' jj'} A_L(\ell\ell', jj', cc') \cdot W_{cc'}}{\sum_{\ell'' j'' c''} T_{\ell'' j''}(c'')} \cdot P_L(\cos\theta)$$

mit:

$$A_L = \hat{\ell}\hat{j}(-)^{-(I-i)} \begin{pmatrix} \ell & \ell & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j & I & J \\ J & L & j \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & j & L \\ \ell & \ell & i \end{Bmatrix} T_{\ell j}(c)$$

$$\times \hat{\ell}'\hat{j}'(-)^{-(I'-i')} \begin{pmatrix} \ell' & \ell' & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j & I' & J \\ J & L & j' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j' & j' & L \\ \ell' & \ell' & i' \end{Bmatrix} T_{\ell' j'}(c')$$

Die in der Formel auftretenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten und 6-j-Symbole enthalten die Kopplungsregeln für die Drehimpulse, sie erlauben nur geradzahlige Werte für L, das heißt, nur gerade Legendre Polynome $P_L(\cos\theta)$. Die Winkelverteilung der Neutronen ist also - eine Folge des Verlustes der Phaseninformation - im Schwerpunktsystem symmetrisch um

$\theta = 90^{\circ}$. Die Größe der Anisotropie wird durch die Transmissionskoeffizienten bestimmt. Da diese für zunehmenden Bahndrehimpuls schnell klein werden, wird die Winkelverteilung im wesentlichen durch die Polynome P_o, P_2 und noch P_4 beschrieben. Das Vorzeichen der Anisotropie wird durch die kinematischen Faktoren, also auch durch den Spinunterschied zwischen Anfangs- und Endzustand festgelegt.

In Abschnitt 5.2.1 wird die Berechnung der H. F.-Wirkungsquerschnitte nach den Formeln 1 und 2 und der Vergleich mit dem Experiment beschrieben. Die H. F.-Wirkungsquerschnitte wurden mit dem Programm LULU (Pie 70) berechnet.

4.2 Bemerkungen zur Gültigkeit der H. F.-Formeln, Breitenfluktuationskorrektur

Die H. F.-Formeln folgen aus den in 4.1 genannten Annahmen ohne explizite Einführung der Compoundkernzustände. Die exakte Begründung dieser Formeln aus einer mikroskopischen Reaktionstheorie ist wegen der Vielzahl der involvierten Compoundkernresonanzen und möglichen Reaktionskanäle ein schwieriges Problem. Zur Berechnung beobachtbarer Größen wie Wirkungsquerschnitt, Verzweigungsverhältnis zu verschiedenen Endzuständen müssen Energie- und Ensemblemittelwerte gebildet werden, was Näherungsmethoden erfordert, die wiederum die Gültigkeit einschränken. Die Parameter der Compoundkernresonanzen (Index μ) Energie, Drehimpuls J, mittlerer Abstand $\langle D \rangle_\mu$ und Partialbreite $\Gamma_{\mu c}$ für den Zerfall in einen Kanal c sind durch Transmissionskoeffizienten auszudrücken, um über das Optische Modell Vergleich mit und Berechnung von anderen Reaktionen zu ermöglichen. Aus den verschiedenen Reaktionstheorien*) ergeben sich die H. F.-Formeln nur unter den scharfen Einschränkungen, daß:

*) (Mol 64), (Vog 68) weitere Literaturangaben dort

die Compoundkernresonanzen stark überlappen,

$$\frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle D \rangle} \gg 1 \qquad (3)$$

mit $\langle \Gamma \rangle = \langle \Gamma_\mu \rangle_\mu$

$$\Gamma_\mu = \sum_c \Gamma_{\mu c}$$

und die mittlere Partialbreite für jeden Kanal c klein gegen den Abstand ist

$$\frac{\langle \Gamma_c^J \rangle}{\langle D^J \rangle} \ll 1 \qquad (4)$$

Die Partialbreiten sind bei reinem Compoundkernmechanismus mit den Transmissionskoeffizienten T_c^J verknüpft durch:*)

$$T_c^J = 2\pi \frac{\langle \Gamma_c^J \rangle}{\langle D^J \rangle} \qquad (5)$$

so daß wegen (4) die H. F.-Formeln nur für kleine Werte der Transmissionskoeffizienten gelten.
Die 1. Bedingung (3) ist nur bei relativ hohen Anregungsenergien im Compoundkern erfüllt, für die einzelnen Partialbreiten bzw. Transmissionskoeffizienten kann dann bei einer sehr großen Zahl von konkurrierenden Zerfallskanälen trotzdem die Voraussetzung (4) bzw. (5) gegeben sein.

Bei einer weniger großen Zahl von offenen Kanälen ergibt sich eine Korrektur (LaL 57), die Breitenfluktuationskorrektur $W_{cc'}$ (level width fluctuation correction), zu den H. F.-Formeln. Denn wegen der Fluktuation der Partialbreiten $\Gamma_{\mu c}$ kann dann die totale Breite Γ_μ bei der Mittelung über die Compoundzustände μ nicht mehr als konstant angesehen werden:

---

*) Diese Relation hat nach Moldauer für größere Werte von T_c die Nichtunitarität der Streumatrix und damit die Nichterhaltung der Wahrscheinlichkeit zur Folge (Mol 67).

$$(6) \qquad \left\langle \frac{\Gamma_c \Gamma_{c'}}{\Gamma} \right\rangle_M = W_{cc'} \frac{\langle \Gamma_c \rangle \langle \Gamma_{c'} \rangle}{\langle \Gamma \rangle}$$

Diese Korrektur wird hier für eine Porter-Thomas-Verteilung der Partialbreiten nach einer von Wilmore angegebenen Methode (Wil 66) berechnet. Die H. F.-Wirkungsquerschnitte für die Reaktion ^{91}Zr(p,n$_i$) (22 offene Neutronenkanäle bei E_p = 4,7 MeV, etwa 40 bei E_p = 5,4 MeV) erniedrigen sich durch diese Korrektur nur um 1 bis 4 %. Sie hat keinen merklichen Einfluß auf die berechneten Winkelverteilungen.

Die Transmissionskoeffizienten für ^{91}Zr(p,n) erreichen bei den verwendeten Einschußenergien für Protonen höchstens einen Wert von etwa 0,1 (s-Welle), für Neutronen jedoch fast den Maximalwert 1 (p-Welle). Auch die erste Bedingung (3) gilt nicht in Strenge, denn die Compoundresonanzen überlappen nur wenig (siehe Abschnitt 5.2.2). Aus experimentellen Untersuchungen besonders von Reaktionen mit α-Teilchen (VoM 64, ShK 69) und schweren Ionen (Gal 68) ist jedoch bekannt, daß das Statistische Modell auch im Grenzfall $T_c \sim 1$ und $\Gamma/D > 1$ eine adäquate Beschreibung liefert.
Die Reaktion ^{91}Zr(p,n) kann in diesem Sinn als ein Test für die Anwendbarkeit des H. F.-Modells gelten, weil sie mit großer Wahrscheinlichkeit ausschließlich über einen Zwischenkern erfolgt und in der Analyse Optische Potentiale aus unabhängigen Bestimmungen benutzt werden.
Nach einer neueren Zwei-Kanal-Theorie bzw. deren analoger Erweiterung für viele Kanäle von N. Ullah (Ull 69), die auch für große Werte T_c gilt, sind für die betrachtete Reaktion nur Abweichungen in der Größenordnung von 10 % gegenüber den H. F.-Wirkungsquerschnitten zu erwarten. *)

---

*) In Tabelle A 2 im Anhang werden bei zwei Einschußenergien die partiellen Wirkungsquerschnitte nach beiden Modellen mit dem Experiment verglichen. Aus den Meßdaten kann angesichts der experimentellen Fehler und der Unsicherheit in den Optischen Potentialen nicht für die eine oder andere Theorie entschieden werden. Die Winkelverteilungen sind nach beiden Modellen ebenfalls sehr ähnlich.

4.3 Ersetzung der Summe über alle offenen Reaktionskanäle in den H. F.-Formeln

Die numerische Berechnung der H. F.-Wirkungsquerschnitte (1,2) erfordert die Kenntnis aller offenen Reaktionskanäle, das heißt Übergangsenergie, Spin und Parität für alle Restkernzustände, in die der Compoundkern zerfallen kann. Für die Reaktion ^{91}Zr(p,n) sind bei Einschußenergien über 5 MeV nicht mehr alle wichtigen Neutronenkanäle bekannt. Wir ersetzen deshalb $\sum T_{c''}$ im Rahmen des Statistischen Modells durch (EbB 69, EbM 70):*)

$$(7) \qquad \sum T_{c''} = 2\pi \frac{\Gamma(J,E^*)}{D(J,E^*)} = 2\pi \frac{\Gamma_o}{D_o} \cdot (2J+1) \exp\left(-\frac{J(J+1)}{2\sigma_{end}^2 (1+W_{end})}\right)$$

$$W_{end} \approx \frac{3}{5}\,\frac{1}{A} \approx 0 \text{ für die betrachtete Reaktion}$$

(A Massenzahl des Restkerns)

Darin sind Γ_o, D_o mittlere Breite und Abstand der Compoundzustände mit dem Spin J = 0 bei der Anregungsenergie E*. σ_{end} ist der Spinabschneideparameter für den Endkern, er bewirkt, daß die Niveaudichte $\varrho = 1/D$ für große Spinwerte wieder abnimmt.

Die H.F.-Rechnung mit der Ersetzung (7) wird in Abschnitt 5.2.2 beschrieben. Aus der Anpassung an die experimentellen Daten werden die Größen σ_{end} und Γ_o/D_o bestimmt. Diese Werte können jedoch nur unter Vorbehalt mit anderen Ergebnissen verglichen werden, weil wegen der niedrigen Anregungsenergie und daher geringen Niveaudichte im ^{91}Nb die Form (7) möglicherweise nicht adäquat ist.

---

*) In der Literatur wird auch eine andere Form für $\sum T_{c''}$ genannt, die man erhält, wenn $\Gamma(J,E^*)$ durch den über J gemittelten Wert $\Gamma(E^*)$ ersetzt wird. Diese Form hat die gleiche J-Abhängigkeit wie (7), jedoch tritt an die Stelle von σ_{end} der Spinabschneideparameter des Compoundkerns σ_c. Die Parameter des Restkerns gehen nur über die Gewichtsfaktoren bei der Mittlung über J ein. Für die hier beabsichtigte Anwendung ist diese Ersetzung nicht brauchbar, weil σ_c prinzipiell nicht aus der Winkelverteilung oder dem Verzweigungsverhältnis bestimmt werden kann (HuV 69).

4.4 Neutronenzerfall von isobaren Analogresonanzen im Compoundkern

Die theoretischen Aspekte der isobaren Analogresonanzen (IAR) wurden im wesentlichen in der Schalenmodellbeschreibung von Mahaux und Weidenmüller (MaW 67) und in der R-Matrix-Theorie von Robson (Rob 65) untersucht. Man nimmt an, daß die IAS und die Endkernzustände einen reinen Isospin haben und daß der isospinverbotene Neutronenzerfall der $T_> = T_o + 1/2$ Analogzustände durch die Mischung mit den $T_< = T_o - 1/2$ -Compoundkernzuständen gleichen Spins erfolgt. Wenn bei den Anregungsenergien der Analogzustände die normalen $T_<$ -Zustände bereits sehr dicht liegen, kann diese Mischung als statistisch angesehen werden. Unter der Annahme, daß die IAR nur durch einen Eingangskanal p* gebildet werden und die Coulombmischung nur in einem äußeren Bereich stattfindet, ist nach Robson (RoF 65) der (p,n)-Wirkungsquerschnitt für Protonen, die durch den Kanal p* Compoundzustände mit dem Spin J_o^{π} der IAR bilden (JoK 68):

$$(8) \qquad \sigma_{p^*,n} = \frac{\pi}{k_p^2} \; \frac{(2J_o+1)}{2(2I+1)} \; T_{p^*} \; \frac{\Sigma T(n)}{\Sigma T(c'')}$$

Der Koeffizient T_{p^*} der resonanten Partialwelle unterscheidet sich von dem Transmissionskoeffizienten des Optischen Modells T_p durch:

$$(9) \qquad T_{p^*}(E) = T_p(E) \; \frac{(E - E_o + \Delta)^2}{(E - E_o)^2 + \Gamma_o^2/4}$$

Hiernach hat die IAR in allen Neutronenkanälen die gleiche asymmetrische Form, bestimmt durch Resonanzenergie E_o, Energieverschiebung Δ und die Breite Γ_o. Die relative Größe der IAR in den verschiedenen Kanälen ist unabhängig von den Resonanzparametern und wird allein durch die relevanten Transmissionskoeffizienten $\Sigma T(n)$ bestimmt.

Mit der zusätzlichen Annahme, daß der resonante Teil des Wirkungsquerschnitts σ_{res} sich inkohärent zum H. F.-Wirkungsquerschnitt addiert, ist:

$$(10)\quad \sigma_{res} = \sigma_{(p,n)} - \sigma^{HF}_{p,n} = \text{const}^{J_o} \sum_{\ell',j'} T^{J_o}_{\ell',j'}(n)$$

In der Konstanten const^{J_o} sind die Resonanzparameter zusammengefaßt. Die Summe enthält alle Partialwellen ℓ', j', die den Drehimpuls- und Paritätsauswahlregeln für den Übergang $J_o^{\pi} \rightarrow I^{\pi'}$ der IAR in den Zustand des Endkerns genügen.

In einer spektroskopischen Anwendung von (10) wurden in den (p,n)-Reaktionen am ^{88}Sr, ^{89}Y (LiS 67), ^{119}Sn (KiR 67), ^{93}Nb und ^{75}As (FiJ 68, 69) aus den Zerfallsraten von IAR die Spinwerte der beteiligten Zustände bestimmt.

In der Analyse der $^{91}Zr(p,n)$-Reaktion wird Formel (10) benutzt, um aus den gemessenen Übergangsstärken σ_{res} der 4^+- und 2^+-IAR zu ^{91}Nb-Zuständen mit bekanntem Spin $I^{\pi'}$ Werte für die beteiligten Transmissionskoeffizienten zu bestimmen (Abschnitt 5.1).

5 Analyse des Reaktionsmechanismus

5.1 Bestimmung von Neutronentransmissionskoeffizienten aus dem Zerfall der 4^+- und 2^+-IAR

Die gemessenen Zerfallsraten der 4^+- und 2^+-Resonanz zu Zuständen im ^{91}Nb mit bekanntem Spin I^π werden nach (10) mit der aus verschiedenen Optischen Modellen berechneten Transmission verglichen.

In Tabelle 5 sind für alle in den Resonanzen beobachteten Übergänge 4^+, $2^+ \rightarrow E^*, I^\pi$ (^{91}Nb) die nach Abzug des H. F.-Anteils σ^{HF} erhaltenen Resonanzteile σ_{res} aufgeführt. Die Fehler von σ_{res} berücksichtigen die Ungenauigkeit bei der Interpolation des H. F.-Anteils σ^{HF} aus der Messung unterhalb und oberhalb jeder Resonanz. Für Übergänge zu ^{91}Nb-Zuständen mit bekanntem Spin I^π sind die jeweils beteiligten Partialwellen ℓ, j angegeben. Beim Zerfall der 4^+-Resonanz in die Zustände mit E* = 1579 und 1636 keV treten, unabhängig von der Zuordnung $7/2^+$ oder $9/2^+$, die gleichen Transmissionskoeffizienten auf.

Die in Tabelle 5 eingetragenen Werte für Spin und Parität der ^{91}Nb-Niveaus sind aus dem ß-Zerfall und mehreren Teilchenreaktionen bekannt (siehe Abbildung 13 und Diskussion in Kapitel 6).

Die Neutronentransmissionskoeffizienten haben wir mit den Optischen Potentialen von Perey und Buck (AuP 62) und von Engelbrecht und Fiedeldey (EnF 67) berechnet. Der Parametersatz von Perey und Buck stammt aus der Analyse der Neutronenstreuung an Kernen zwischen Aluminium und Blei. Engelbrecht und Fiedeldey haben die von Moldauer (Mol 63) aus der Stärkefunktion und Streudaten im Bereich um A = 90 ermittelten Potentiale zur Beschreibung von elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitten bei höheren Energien erweitert. Dieses Modell enthält ein imaginäres Potential, das kontinuierlich von reiner Oberflächenabsorption bei kleinen Energien zu Volumenabsorption bei hohen Energien übergeht. Die absorptive Oberflächenschicht ist schmaler und liegt weiter außen als in anderen Modellen. Form und Konstanten der Potentiale

Für Übergänge zu Endzuständen mit bekanntem Spin sind außer der Übergangsenergie E_n und dem Wirkungsquerschnitt σ_{res} auch die beteiligten Partialwellen angegeben. Die Spinwerte im ^{91}Nb wurden in Transferreaktionen, im ß-Zerfall und Protoneneinfang bestimmt, vgl. Abschnitt 6. Beim Übergang von der 4^+-I. A.-Resonanz in die Niveaus mit E* = 1579 und 1636 keV treten unabhängig von der Zuordnung $7/2^+$ oder $9/2^+$ die gleichen Transmissionskoeffizienten auf.

^{91}Nb	4^+ - Resonanz			2^+ - Resonanz		
E*(keV), I^π	E_n(MeV)	σ_{res}(mb)	$T_{\ell j}$	E_n(MeV)	σ_{res}(mb)	$T_{\ell j}$
0, $9/2^+$	2,62	3,20 ± 0,15	$T_{s1/2} + T_{d3/2} + T_{d5/2} + ..$	3,21	0,42 ± 0,10	$T_{d5/2} + ..$
105, $1/2^-$	2,52	1,86 ± 0,22	$T_{f7/2} + T_{h9/2}$	3,11	2,16 ± 0,10	$T_{p3/2} + T_{f5/2}$
1187, $5/2^-$	1,43	5,32 ± 0,15	$T_{p3/2} + T_{f5/2} + T_{f7/2} + ..$	2,03	3,10 ± 0,15	$T_{p1/2} + T_{p3/2} + T_{f5/2} + ..$
1313, $3/2^-$	1,31	1,16 ± 0,17	$T_{f5/2} + T_{f7/2} + ..$	1,90	3,21 ± 0,17	$T_{p1/2} + T_{p3/2} + T_{f5/2} + ..$
1579, $(7/2^+, 9/2^+)$	1,04	1,73 ± 0,17	$T_{s1/2} + T_{d3/2} + T_{d5/2} + ..$	1,63	0,33 ± 0,15	
1609, $3/2^-$	1,01	0,42 ± 0,15	$T_{f5/2} + T_{f7/2} + ..$	1,60	2,70 ± 0,15	$T_{p1/2} + T_{p3/2} + T_{f5/2} + ..$
1636, $(9/2^+, 7/2^+)$	0,98	1,56 ± 0,17	$T_{s1/2} + T_{d3/2} + T_{d5/2} + ..$	1,58	0,17 ± 0,12	
1790	0,84	8,26 ± 0,80		1,42	0,38 ± 0,12	
1845, $5/2^-$	0,78	3,92 ± 0,17	$T_{p3/2} + T_{f5/2} + T_{f7/2} + ..$	1,37	2,88 ± 0,12	$T_{p1/2} + T_{p3/2} + T_{f5/2} + ..$
1965	0,66	0,40 ± 0,20		1,25	0,65 ± 0,18	
2122	0,50	5,78 ± 1,10		1,09	1,09 ± 0,15	
2292				0,92	0 ± 0,15	
2329				0,88	2,69 ± 0,30	
2346				0,87	2,62 ± 0,30	
2391				0,82	0,52 ± 0,18	

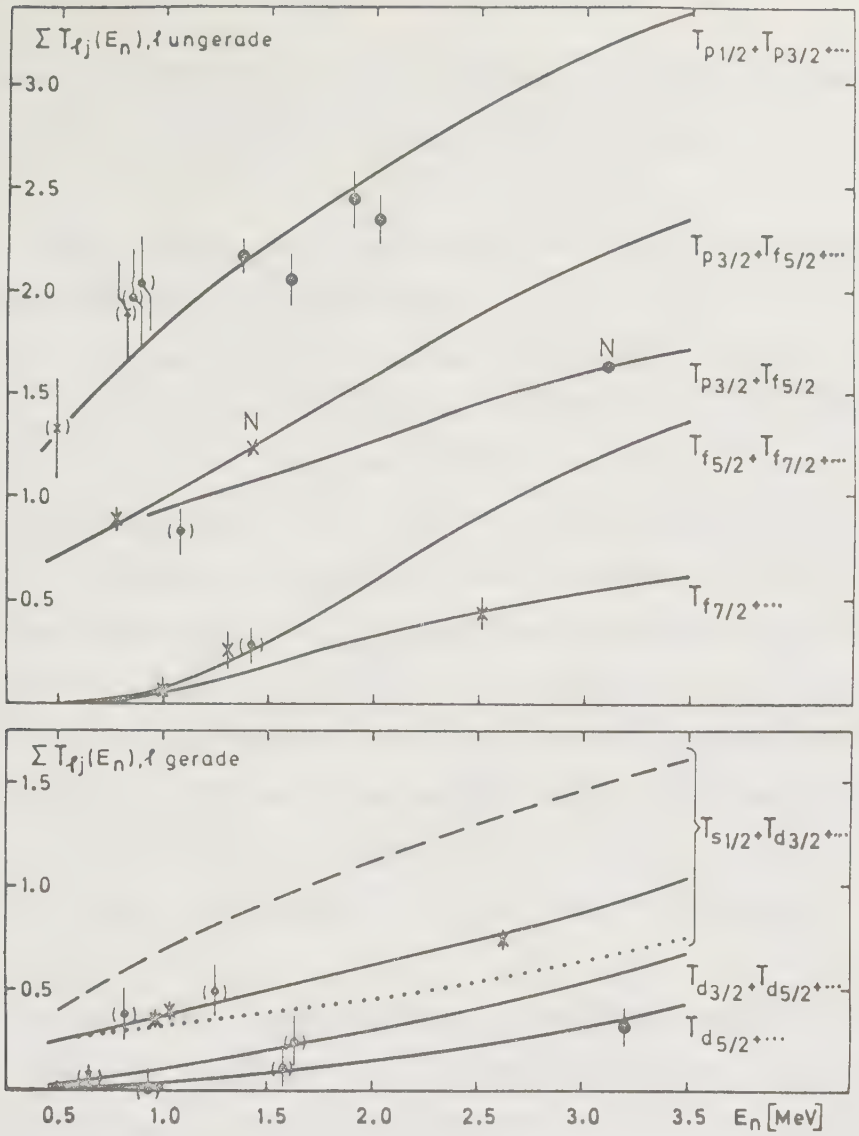


Abb. 7: Berechnete und gemessene Werte für Neutronentransmissionskoeffizienten

Die ausgezogenen Kurven sind Summen der mit Satz B, Tabelle 6 berechneten Transmissionskoeffizienten, beginnend mit dem jeweils angegebenen $T_{\ell j}$. Die Differenz zwischen aufeinanderfolgenden Kurven gibt Transmissionskoeffizienten für einzelne Partialwellen. Zum Vergleich sind auch mit den Parametern von Engelbrecht und Fiedeldey (punktiert) und Perey und Buck (gestrichelt) berechnete Summen der $T_{\ell j}$ mit geradem ℓ eingezeichnet.

Die experimentellen Werte (aus Tab. 5) sind für die 4^+-IAR (Kreuze) bei $E_n = 1{,}43$ MeV und für die 2^+-IAR (Punkte) bei $E_n = 3{,}11$ MeV an die Rechnung angepaßt, diese Normierungspunkte sind durch "N" gekennzeichnet. Die Zerfallsraten zu Endzuständen mit unbekanntem Spin sind in Klammern gesetzt, weil sie nicht zur Bestimmung der $T_{\ell j}$ benutzt werden können; in Abschnitt 6 wird aus diesen Übergangsstärken eine Spinzuordnung für die Endzustände abgeleitet.

stehen in Tabelle 6. Anstelle des nichtlokalen Potentials von Perey und Buck ist ein lokales Äquivalent von Hodgson (Hod 67) angegeben.

Der Vergleich der nach beiden Parametersätzen errechneten Transmission mit den gemessenen Übergangsstärken ergibt:

a) Die Energieabhängigkeit und auch die Spin-Bahn-Aufspaltung der Koeffizienten $T_{\ell i}$ ist nach beiden Sätzen sehr ähnlich und stimmt mit der Messung überein.
b) Die Koeffizienten mit ungeradem ℓ sind nach beiden Sätzen innerhalb von 5 % gleich, das Verhältnis T_p/T_f ist mit der Messung vereinbar.
c) Die Koeffizienten mit geradem ℓ unterscheiden sich stark: nach den Parametern von Perey und Buck ist $T_{s1/2}$ etwa doppelt so groß wie nach denen von Engelbrecht und Fiedeldey, die d-Wellen sind sogar 2,7 bis 3,3 mal intensiver.
d) Das gemessene Verhältnis der Transmission mit geradem ℓ zu der mit ungeradem ℓ wird durch keinen der beiden Sätze richtig wiedergegeben. Der Parametersatz von Perey und Buck ergibt ein um etwa 75 % zu großes, der Satz von Engelbrecht und Fiedeldey ein um 25 % zu kleines Verhältnis.

Um die gemessenen Übergangsstärken zu verifizieren, wurde der Parametersatz von Moldauer, Engelbrecht und Fiedeldey abgewandelt. Und zwar wurde, damit die Auswirkung der Änderung überschaubar bleibt, nur das imaginäre Oberflächenpotential geändert, wobei außerdem das Produkt aus der Tiefe W und der Breite a_w konstant gehalten wurde, um die Übereinstimmung mit der Stärkefunktion zu erhalten (Mold 63).
Mit diesen Einschränkungen ergibt $W = 9 - 0{,}2\ E$ MeV, $a_w = 0{,}78$ fm (Satz B in Tab. 6) eine gute Übereinstimmung mit der Messung oder, in einem Modell ohne Volumenabsorption, $W = 10 - 0{,}2\ E$ MeV, $a_w = 0{,}70$ fm (Satz A). Abbildung 7 zeigt den Vergleich von gemessener und berechneter Transmission. Die mit Satz B berechneten Summen der Koeffizienten, beginnend mit dem angegebenen $T_{\ell i}$, sind als ausgezogene Linien über der Neutronenenergie eingezeichnet. In der Rechnung wurden nur Partialwellen mit $\ell \leq 5$ berücksichtigt, weil höhere Wellen weniger als 1 % beitragen. Die gemessenen Zerfallsraten der 4^+-IAR sind bei $E_n = 1{,}43$ MeV für den Übergang ($4^+ \longrightarrow 5/2^-$, 1187 keV) an die berechnete

Transmission angepaßt, die Zerfallsraten der 2^+-IAR sind bei $E_n = 3,11$ MeV für ($2^+ \longrightarrow 1/2^-$, 105 keV) normiert. Diese Übergänge sind für die Normierung besonders geeignet, weil wegen der p-Wellen-Resonanz des Optischen Modells, die $p_{3/2}$-Welle, die hauptsächlich die Stärke der Übergänge bestimmt, nach allen neueren Parametersätzen für $E_n > 1$ MeV Werte zwischen 0,93 und 1 erreicht.

Zum Vergleich sind in Abbildung 7 auch die Summen $T_{s1/2} + T_{d3/2} + \ldots$ aus dem Satz von Perey und Buck (gestrichelt) und den Parametern von Engelbrecht und Fiedeldey (gepunktet) eingezeichnet. Der Unterschied zwischen diesen Rechnungen und der Messung liegt außerhalb der experimentellen Fehler.

In der späteren H. F.-Analyse der Wirkungsquerschnitte außerhalb der IAR werden die Neutronentransmissionskoeffizienten mit Satz B berechnet. Die gemessenen Zerfallsraten der 4^+- und 2^+-Resonanz zu Zuständen im ^{91}Nb mit unbekanntem Spin - in Abbildung 7 sind diese Übergänge in Klammern gesetzt - ermöglichen eine Spinzuordnung für diese Niveaus (Abschnitt 6).

6: Optisches Modell für Neutronen

elle des nichtlokalen Potentials von Perey und Buck (AuP 62) ist ein lokales Potential von Hodgson angegeben, gleiche Werte für die Transmissionskoeffizienten ergibt. Das Modell von Engelbrecht und Fiedeldey stimmt bei nen Energien mit dem von Moldauer überein. Mit Satz A und B werden die gemessenen Verzweigungsverhältnisse n Zerfall der IAR gleichgut wiedergegeben, vgl. Abschnitt 5.1.

$$V(r) = -(V+iU)\left(1+\exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right)^{-1} - i\left\{ W^G \exp\left(-\left(\frac{r-R_w}{a_w}\right)^2\right) \right.$$

$$\left. W^D\,(-4)\,a_w \frac{d}{dr}\left(1+\exp\left(\frac{r-R_w}{a_w}\right)\right)^{-1} \right\}$$

$$+V_{so}\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(1+\exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right)^{-1} \cdot\vec{\sigma}\cdot\vec{\ell}$$

Radialparameter in F, Potentiale in MeV

Autor	V		U	W	V_{so}	R	R_w	a	a_w
gson (Hod 67)	47,01 - 0,267 E - 0,00118 E^2		0	W^D = 9,52-0,053E	0	5,76	5,61	0,66	0,48
dauer (Mol 63)	46		0	W^G = 14	7	5,82	6,32	0,62	0,50
elbrecht und eldey (EnF 67)	46 - 0,25E	0,125E - 0,0004E^2		W^G = 14 - 0,2E	7	5,82	6,32	0,62	0,50
A	46 - 0,25E		0	W^G = 10 - 0,2E	7	5,82	6,32	0,62	0,70
B	46 - 0,25E	0,125E - 0,0004E^2		W^G = 9 - 0,2E	7	5,82	6,32	0,62	0,78

o. 7: Optisches Modell für Protonen

$$V(r) = -V\left(1+\exp\left(\frac{r-R_v}{a_v}\right)\right)^{-1} + i4a_w W^D \frac{d}{dr}\left(1+\exp\left(\frac{r-R_w}{a_w}\right)\right)^{-1}$$

$$+V_{so}\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(1+\exp\left(\frac{r-R_{so}}{a_{so}}\right)\right)^{-1} \vec{\sigma}\cdot\vec{\ell} + \begin{cases} \frac{Ze^2}{2R_c}\left(3-\frac{r^2}{R_c^2}\right) & \text{für } r \le R_c \\ \frac{Ze^2}{r} & r > R_c \end{cases}$$

$R_i = r_i\, A^{1/3}$, Radialparameter in F, Potentiale in MeV

Autor		V	W^D	V_{so}	r_v	r_w	r_{so}	r_c	a_v	a_w	a_{so}
hnson et al.	(JoK 68)	59,5-0,5E_p	5	7,5	1,25	1,25	1,25	1,25	0,65	0,47	0,65
ompson et al.	(ThA 68)	56,75-0,5E_p	3,5	5,5	1,25	1,25	1,25	1,25	0,65	0,70	0,65
is et al.	(EIH 69)	55,0-0,3E_p	12	6,5	1,287	1,301	1,05	1,25	0,666	0,51	0,533
sen et al.	(RosB 65)	53,8-0,3E_p	7,5	5,5	1,25	1,25	1,25	1,25	0,65	0,70	0,70
cchetti et al.	(BeG 69)	60,5-0,32E_p	12	6,2	1,17	1,32	1,01	1,23	0,75	0,60	0,75
rey	(Per 66)	58,5-0,5E_p	14,2	5,7	1,25	1,25	1,25	1,25	0,65	0,47	0,47

5.2 Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach dem Statistischen Modell

5.2.1 H. F.-Wirkungsquerschnitte bei Berücksichtigung aller offenen Reaktionskanäle

Wegen der geringen Selektivität der (p,n)-Reaktion ergibt die Messung - unter den in Abschnitt 3.3 genannten Einschränkungen - ein vollständiges Termschema für den Restkern ^{91}Nb bis zur Anregungsenergie von E* = 2,8 MeV. Für Einschußenergien unter 5 MeV sind daher alle Neutronenkanäle bekannt. Bei höheren Protonenenergien haben wir zur Berechnung der Summe über die offenen Kanäle in den H. F.-Formeln das Termschema um 14 zwischen E* = 2,8 und 3,3 MeV angenommene Zustände mit der Protonenkonfiguration $(g_{9/2})^2_I \cdot p_{1/2}^{-1}$, $p_{3/2}^{-1}$, $f_{5/2}^{-1}$, $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ und $(g_{9/2})^3$ ergänzt.*)

Die Protonenkanäle wurden mit dem aus (d,p)- und (p,d)-Reaktionen (CoC 63, BaF 68) bekannten Termschema des Targetkerns ^{91}Zr berücksichtigt.*) Der gesamte Anteil der Protonenemission am Zerfall des Compoundkerns beträgt nur etwa 3 %. Andere Zerfallsarten konnten wegen ihres noch geringeren Beitrages weggelassen werden. Die Transmissionskoeffizienten für den α-Zerfall (Hul 61) zum ^{88}Y etwa sind 10^5 bis 10^6 mal kleiner als die für Neutronenübergänge.

Die Transmissionskoeffizienten haben wir für Neutronen nach dem aus der Resonanzanalyse gewonnenen Satz B, Tabelle 6, und für Protonen nach dem Parametersatz von Johnson et al., Tabelle 7, aus der Messung der ^{89}Y(p,n)-Anregungsfunktion (JoK 68), berechnet. Die Verwendung anderer Protonenparameter in der H. F.-Rechnung wird in Abschnitt 5.3 diskutiert. In allen Reaktionskanälen wurden Partialwellen bis $\ell = 5$ zugelassen, höhere Partialwellen haben weniger als 1 % der s-Wellenintensität.

---

*) Tabelle A 1 im Anhang enthält die Liste der zur Berechnung von $\sum T(c'')$ eingegebenen Termschemata von ^{91}Nb und ^{91}Zr.

Für die tiefliegenden Zustände im ^{91}Nb, zu denen die intensivsten Neutronenübergänge beobachtet werden, sind Spin und Parität bekannt, vgl. Abschnitt 6. Bei der niedrigsten Einschußenergie verteilen sich 65 % des berechneten Absorptionsquerschnitts auf diese Übergänge, nur zu 35 % führt die Reaktion auf Endzustände, für die zunächst nur die Anregungsenergie bekannt ist. Bei Protonenenergien über 5 MeV entfallen höchstens 15 % (bei E_p = 5,389 MeV) auf die im Bereich E* = 2,8 bis 3,3 MeV angenommenen 14 Zustände.*) Σ T(c") kann daher zunächst mit fiktiven Spin- und Paritätswerten für die höherliegenden Zustände, und bei E_p > 5 MeV auch für das erweiterte Termschema, berechnet werden, ohne daß eine falsche Spinzuordnung oder ein Fehler in der Erweiterung die partiellen H. F.-Wirkungsquerschnitte wesentlich beeinflussen würde. Aus dem Vergleich von gemessenen und berechneten Übergangsstärken kann so Spin und Parität der besetzten Endzustände bestimmt werden.

In Abbildung 6 werden die Winkelverteilungen, in Abbildung 8 und 9 die integrierten Wirkungsquerschnitte mit der H. F.-Rechnung verglichen. Die Rechnungen sind wegen des relativ großen Fehlers der Absolutmessung bei jeder Einschußenergie am Grundzustandsübergang angepaßt, die Normierungsfaktoren stehen in Tabelle 8. Die berechneten Intensitäten sind jeweils nur für den Spinwert angegeben, für den die beste Übereinstimmung mit dem Experiment erreicht wurde. Um ein Maß für die Sicherheit der Zuordnung bei einer Einschußenergie zu geben, sind in Abbildung 9 Kurven eingezeichnet, die den H. F.-Wirkungsquerschnitt für verschiedene Spinwerte in Abhängigkeit von der Anregungsenergie im ^{91}Nb zeigen. Die Spinbestimmung aus mehreren Messungen über einen größeren Bereich E_p wird zuverlässiger, weil sich mit wachsender Übergangsenergie auch die relativen Übergangsstärken ändern, vgl. zum Beispiel das Intensitätsverhältnis der drei Übergänge bei E* = 1600 keV in Abbildung 8 und 9.

---

*) Testrechnungen zeigen, daß auch eine größere Zahl von Zuständen zwischen 2,8 und 3,3 MeV die partiellen Wirkungsquerschnitte zu Endzuständen mit $I \leq 9/2$ nur wenig ändert, dagegen nimmt die Besetzung einzelner Zustände mit $I \geq 11/2$ merklich ab, wenn für die fiktiven Niveaus eine breitere Spinverteilung angenommen wird.

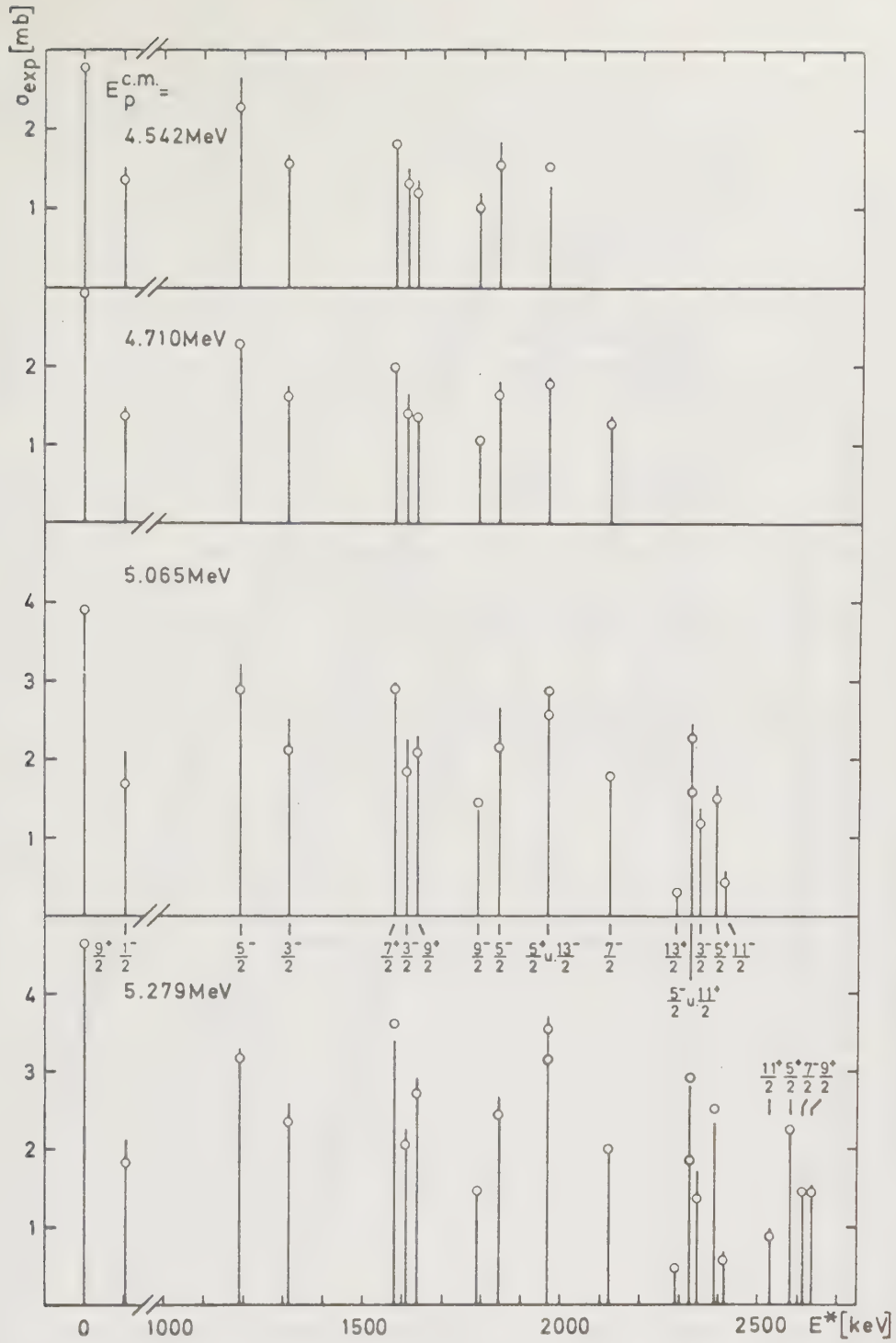


Abb. 8: Gegenüberstellung von gemessenen und berechneten (p,n)-Wirkungsquerschnitten zur Besetzung einzelner Niveaus im ^{91}Nb.

Die experimentellen Werte sind als senkrechte Linien, die berechneten als Punkte über der Anregungsenergie im ^{91}Nb aufgetragen. Die Rechnungen wurden mit den ausführlichen (mit $\Sigma T_{c''}$) H. F.-Formeln für die angegebenen Spinwerte ausgeführt, sie sind bei jeder Einschußenergie am Grundzustandsübergang normiert. Für $E_p > 5$ MeV sind bei E* = 1965 und 2532 keV berechnete Übergangsstärken zu Dubletts mit den Spinwerten $5/2^+$ und $13/2^-$ bzw. $5/2^-$ und $11/2^+$ eingetragen, siehe Diskussion des Termschemas in Abschnitt 6. Verwendete Optische Potentiale: (JoK 68) und Satz B, Tabelle 6 und 7.

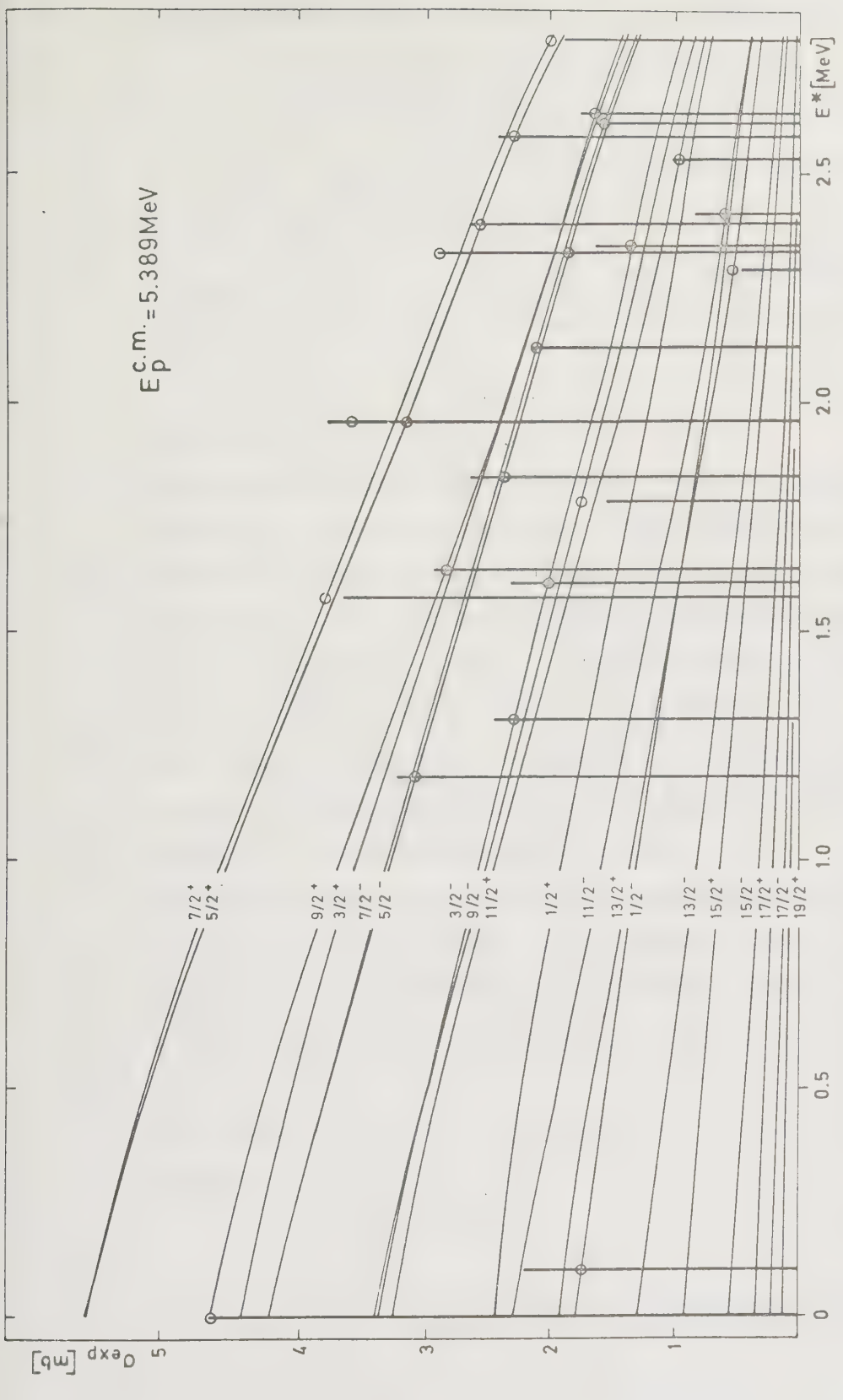


Abb. 9: H. F.-Analyse der integrierten (p,n)-Wirkungsquerschnitte bei E_p^{cm} = 5,389 MeV
Rechnung und Normierung wie in Abb. 8. Um ein Maß für die Sicherheit der in Abschnitt 6 beschriebenen Spinzuordnung aus der H. F.-Analyse zu geben, sind hier die für alle Spinwerte bis $19/2^+$ berechneten Wirkungsquerschnitte als Kurven über der Anregungsenergie im ^{91}Nb eingezeichnet.

Tab. 8: Verhältnis von gemessenem (σ_{exp}) zu berechnetem (σ_{cal}) Wirkungsquerschnitt für den Grundzustandsübergang.
Parameter des Optischen Modells: (JoK 68) und Satz B, Tabelle 6 und 7

Einschußenergie E_p^{cm} (MeV):	4.54	4.71	5.07	5.28	5.39
$\sigma_{exp} / \sigma_{cal}$:	0.77	0.73	0.79	0.78	0.75

Das Ergebnis der H. F.-Analyse ist:
Das gemessene Verzweigungsverhältnis zu bekannten Zuständen im ^{91}Nb wird durch die H. F.-Rechnung verifiziert. Das gilt auch für charakteristische Änderungen mit wachsender Einschußenergie, wie etwa die zunehmend stärkere Besetzung der Zustände mit positiver Parität oder höherer Anregungsenergie.
Die Winkelverteilungen werden innerhalb der Meßfehler ebenfalls gut wiedergegeben. Sie bestätigen die empirische Regel (KiR 69), daß, unabhängig von der Parität, bei einem Spinunterschied von $\Delta I = 0$ zwischen Anfangs- und Endzustand ein Minimum bei 90°, für $\Delta I = 1$ eine annähernd isotrope Verteilung und für $\Delta I = 2$ ein Maximum bei 90° auftritt.
Die absoluten Wirkungsquerschnitte aus dem Experiment sind bei allen Protonenenergien um etwa 25 % kleiner als die berechneten Werte, in Anbetracht der Meßfehler und der Unsicherheit in den Optischen Potentialen bedeutet das ebenfalls eine gute Übereinstimmung (vgl. Abschnitt 5.3.2).

Die Spinzuordnung aus der H. F.-Analyse wird in Abschnitt 6 im einzelnen diskutiert.

5.2.2 H. F.-Wirkungsquerschnitte nach vereinfachten Formeln

Die durch die Ersetzung (7) von $\Sigma T_{c''}$ vereinfachten H. F.-Formeln enthalten zwei zusätzliche Parameter σ_{end} und Γ_o/D_o, die jedoch annähernd unabhängig voneinander bestimmt werden können:

Der Spinabschneideparameter σ_{end} beeinflußt die Winkelverteilungen und viel stärker noch das Verzweigungsverhältnis zu Endzuständen mit unterschiedlichem Spin. Aus dem Vergleich mit den gemessenen Verzweigungsverhältnissen, Abb. 10, erhalten wir $2\sigma^2_{end} = 25 \pm 7$, bei tiefen Einschußenergien ergibt 20, bei höheren der Wert 30 die bessere Übereinstimmung.

Der Parameter Γ_o/D_o ist ein konstanter Faktor für alle partiellen Wirkungsquerschnitte bei einer Einschußenergie. Wir haben Γ_o/D_o aus der Anpassung an den experimentellen Wirkungsquerschnitt jeweils für den Grundzustandsübergang bestimmt, Tabelle 9. Der Fehler der Absolutmessung und vor allem die Unsicherheit von σ_{end} *) übertragen sich auf Γ_o/D_o.

Durch die vereinfachten Formeln mit $2\sigma^2_{end} = 25$ werden sämtliche partiellen Übergangsstärken (Abb. 10) und Winkelverteilungen (Abb. 6) ebensogut wie durch die ursprünglichen H. F.-Formeln beschrieben. Diese gute Übereinstimmung mit der Messung ist eine Bestätigung für die angenommene J-Abhängigkeit (7) von Γ_J/D_J. Gerechtfertigt wird die Ersetzung (7) in der speziellen Reaktion durch die Besonderheit des ^{91}Nb-Termschemas, dessen Spinverteilung für Zustände beider Parität bereits bei rund 3 MeV gut durch das Fermi-Gas-Modell mit $2\sigma^2_{end} = 25$ wiedergegeben wird. Der Wert $2\sigma^2_{end} = 25$ entspricht in Übereinstimmung mit anderen Untersuchungen (HuV 69) etwa dem 0,8fachen des Trägheitsmomentes für den starren Kern.

Das Verhältnis von Breite zu Abstand der Compoundkernresonanzen mit J = 0 liegt zwischen 0,5 und 1. Für größere Spinwerte steigt Γ_J/D_J nach (7) höchstens um einen Faktor 4 (bei J = 3). Die Compoundkernzustände überlappen also im Mittel nicht stark, so daß die H. F.-Bedingung (3) nur näherungsweise erfüllt wird.

Aus den Werten für Γ_o/D_o in Tabelle 9 und der Niveaudichte, berechnet nach der Formel von Gilbert und Cameron (GiC 64), ergibt sich eine mittlere Breite von $\bar{\Gamma} = (40 \pm 30)$ eV bei einer Anregungsenergie von rund 11 MeV im

---

*) Die Größe der H. F.-Wirkungsquerschnitte und damit Γ_o/D_o hängen stark von σ_{end} ab: Bei $E_p = 4{,}71$ MeV etwa ist $\Gamma_o/D_o = 0{,}62$ für $2\sigma^2_{end} = 20$ und = 0,47 für $2\sigma^2_{end} = 30$, fast unbeeinflußt bleiben dagegen die nach (7) berechneten Werte Γ_J/D_J für die in der Reaktion dominierenden Zwischenzustände mit J = 2 und 3.

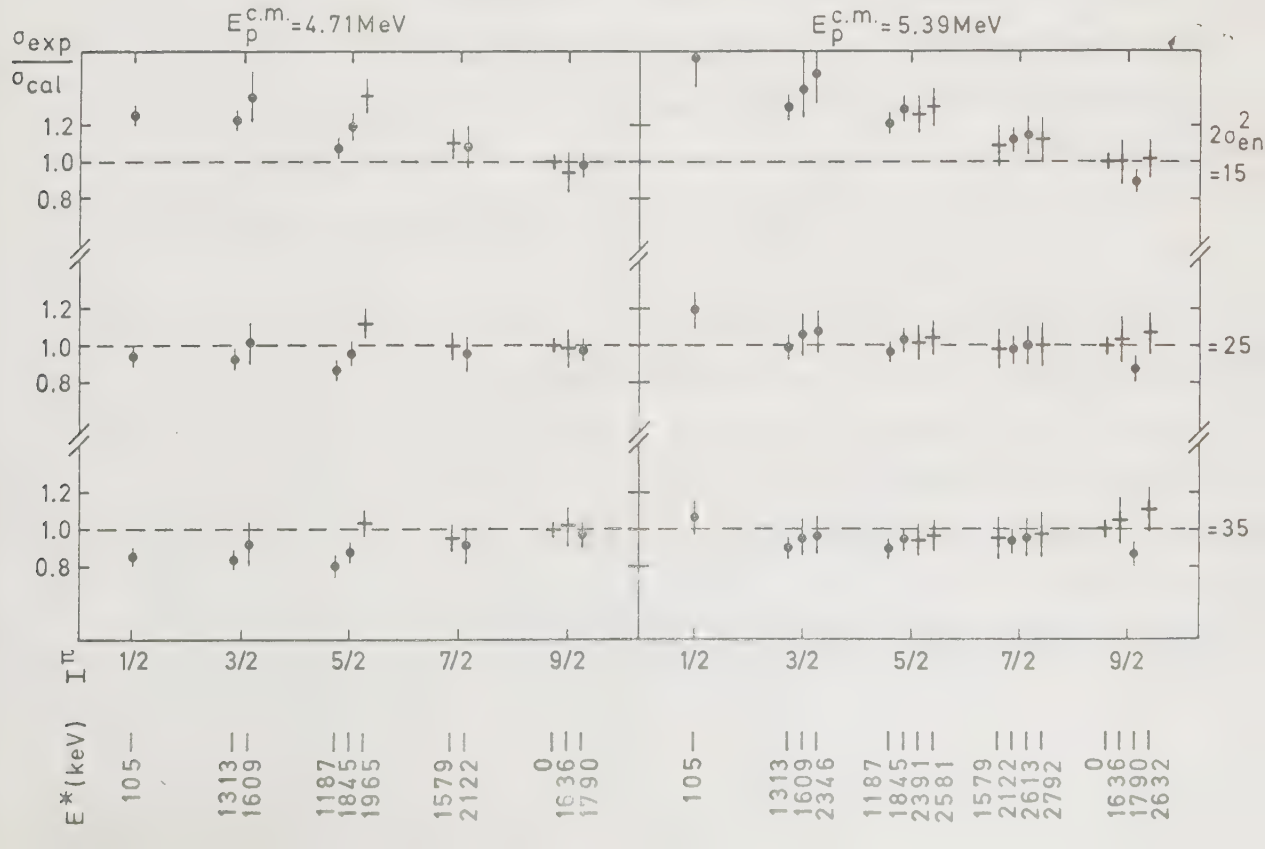
Compoundkern ^{92}Nb. Dieser Wert paßt gut in die von Ericson und Mayer-Kuckuk (ErM 66) aufgestellte Systematik für die Breite als Funktion von Massenzahl und Anregungsenergie.

Tab. 9: Werte von Γ_o/D_o aus der Anpassung der nach den vereinfachten H. F.-Formeln mit $2\sigma^2_{end} = 25$ berechneten Wirkungsquerschnitte an den gemessenen Grundzustandsübergang

Einschußenergie E_p^{cm} (MeV)	:	4.54	4.71	5.07	5.28	5.39
Γ_o/D_o	:	0.42	0.54	0.77	0.91	1.04
Niveaudichte $\varrho_o = 1/D_o$ (keV^{-1}): (nach GiC 64)		11	13	18	21	23
Breite Γ_o (eV)	:	38	41	43	44	46

Abb. 10: Vergleich der gemessenen (σ_{exp}) und nach den einfachen H.F.-Formeln mit $2\sigma^2_{end} = 15$, 25 und 35 berechneten (σ_{cal}) Wirkungsquerschnitten bei zwei Einschußenergien.

Die Niveaus im ^{91}Nb sind nach steigenden Spinwerten geordnet, positive Parität ist durch ein Kreuz, negative durch einen Punkt bezeichnet. Die Rechnungen sind jeweils am Grundzustandsübergang angepaßt. Optische Potentiale: (JoK 68) und Satz B, Tabelle 6 und 7.



5.3 Vergleich verschiedener Parametersätze des Optischen Modells für Protonen

5.3.1 Verzweigungsverhältnis zu verschiedenen Endzuständen

Über die Parameter des Optischen Potentials für niederenergetische Protonen ist aus dem Experiment nur wenig bekannt. Denn unterhalb der Coulombbarriere ist die Analyse der elastischen Streuung und der Polarisation kaum empfindlich auf das eigentliche Kernpotential. Auch die Extrapolation der bei höheren Energien bestimmten Parameter ist sehr unsicher. Transmissionskoeffizienten nach Modellparametern aus der Literatur unterscheiden sich daher beträchtlich sowohl in der absoluten Größe wie in ihrem Verhältnis für verschiedene Partialwellen.

Zum Vergleich mit der Messung wurden drei geeignet erscheinende Parametersätze aus Reaktionen an Nachbarkernen ausgewählt. Sie stammen aus der Analyse der Polarisationsmessung für ^{92}Zr, ^{88}Sr(p,p) (ElH 69), der (p,p)- und (p,n)-Reaktionen am ^{92}Zr (ThA 68) und der ^{89}Y(p,n)-Anregungsfunktion im Bereich von E_p = 3,6 bis 5,8 MeV (JoK 68). Formfaktoren und Parameter der Modelle sind in Tabelle 7 angegeben. In Abbildung 11 sind die mit den drei Sätzen berechneten Transmissionskoeffizienten für s-, p- und d-Wellen im relevanten Energiebereich von 4 bis 5,5 MeV gezeigt. Um den Vergleich der relativen Werte zu erleichtern, wurde der Koeffizient für die s-Welle unabhängig von der Energie gleich eins gesetzt. Alle drei Sätze ergeben ein ähnliches Verhältnis für T_d/T_s, die Werte für T_p/T_s unterscheiden sich jedoch bis zu einem Faktor 2 und haben zudem eine stark verschiedene Energieabhängigkeit.

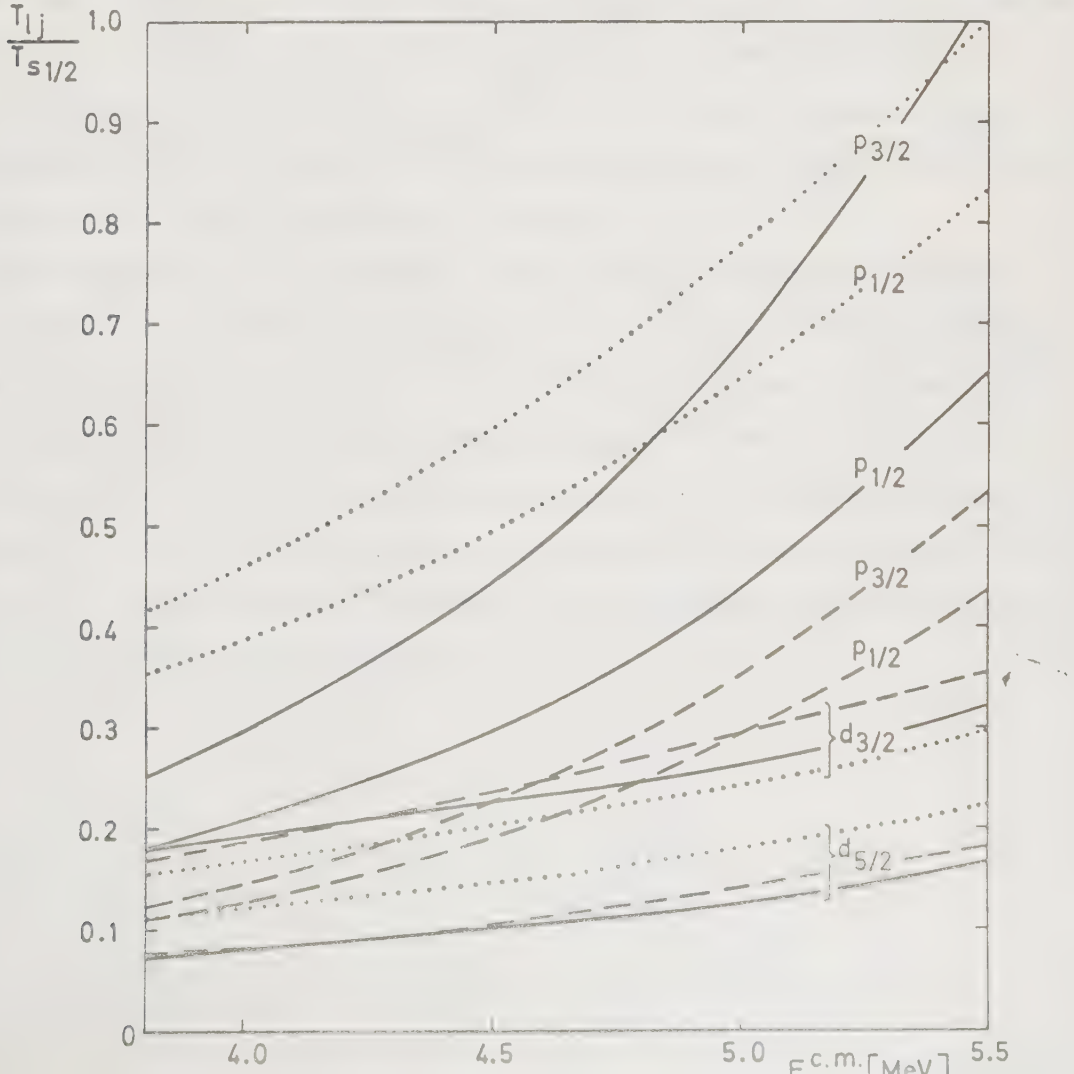
Die H. F.-Wirkungsquerschnitte für die gemessene Reaktion werden gerade von dem Verhältnis der Transmissionskoeffizienten mit gerad- und ungeradzahligem ℓ besonders stark beeinflußt: Wegen der Nähe der 3p-Resonanz des Optischen Modells sind für Neutronen die Partialwellen mit ungeradem ℓ viel intensiver (etwa um den Faktor 5 bei 1 MeV) als die mit geradem ℓ. Daher verläuft die Reaktion, die vom $5/2^+$-^{91}Zr-Grundzustand in einen Endzustand mit positiver Parität führt, vorwiegend über ungerade einlaufende und auslaufende Wellen, während

Tab. 10: Relative Anteile von geraden und ungeraden Partialwellen am Wirkungsquerschnitt für den Übergang vom $5/2^+$-Zr-Target in Nb-Zustände mit positiver (+) und negativer (-) Parität. Optische Potentiale: (JoK 68) und Satz B in Tabelle 6 und 7.

Parität im Nb	Partialwellen für Proton	Neutron	E_p^{cm} = 4,71 MeV	5,39 MeV
+	gerade	gerade	(15 - 25) %	(10 - 20) %
+	ungerade	ungerade	(75 - 85) %	(80 - 90) %
-	gerade	ungerade	(80 - 90) %	(70 - 80) %
-	ungerade	gerade	(10 - 20) %	(20 - 30) %

Abb. 11: Relative Werte der Protonentransmissionskoeffizienten für s-, p- und d-Wellen nach verschiedenen Optischen Modellen.

$T_{s1/2}$ ist unabhängig von der Energie gleich 1 gesetzt. Durchgezogene Kurven: Johnson et al. (JoK 68), punktiert: Ellis und Haeberli (ElH 69), gestrichelt: Thompson et al. (ThA 68).

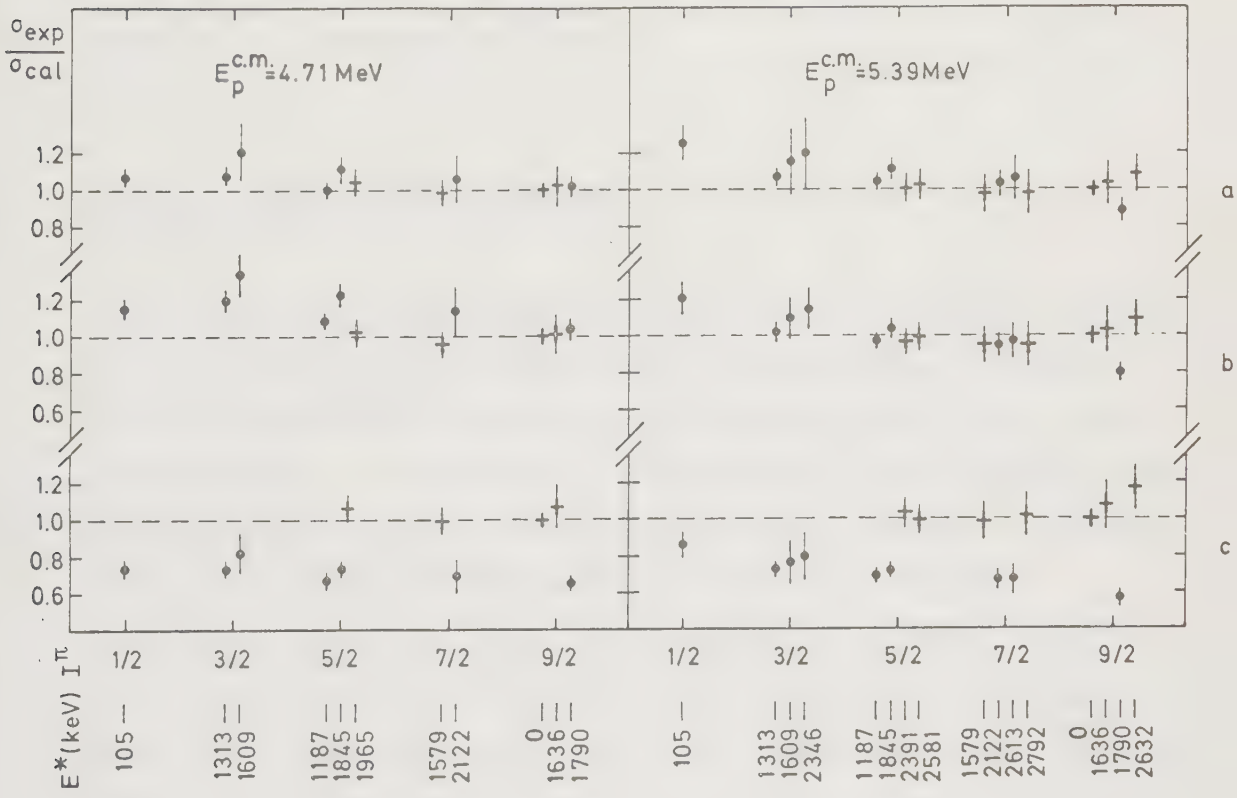


Endzustände mit negativer Parität bevorzugt durch gerade einlaufende und ungerade auslaufende Wellen gebildet werden (siehe Tab. 10). Die Selektivität im Neutronenkanal führt also bei einem falschen Verhältnis T_p/T_s zu systematischen Unterschieden zwischen Messung und Rechnung in der Besetzung von Endzuständen mit positiver und negativer Parität.

In Abbildung 12 werden die mit den drei genannten Parametersätzen und den Neutronenparametern Satz B, Tabelle 6, berechneten H. F.-Wirkungsquerschnitte mit der Messung bei zwei Einschußenergien verglichen. Um die systematischen Unterschiede zu verdeutlichen, ist das Verhältnis von gemessenem zu berechnetem Wirkungsquerschnitt für steigende Spinwerte und mit unterschiedlichem Symbol für beide Paritäten im Endkern angegeben. Die berechneten Werte wurden am Grundzustandsübergang auf die Messung normiert, die Normierungsfaktoren sind in Tabelle 11 eingetragen.
Mit den Parametern von Thompson et al. ergeben sich für Zustände mit negativer Parität systematisch zu kleine Werte von $\sigma_{exp}/\sigma_{cal}$. Die Parameter von Ellis und Haeberli führen zu einer recht guten Übereinstimmung bei der hohen Energie. Bei tieferen Energien werden die Zustände negativer Parität anteilmäßig zu schwach besetzt, das Verhältnis T_p/T_s müßte zu kleineren Energien E_p stärker abnehmen (Vgl. Abbildung 8). Beide Parametersätze ergeben auch zu große Absolutwerte für die Wirkungsquerschnitte (Tabelle 11).
Mit den Parametern von Johnson et al. wird - das ist auch das Ergebnis der in Abschnitt 5.2.1 ausführlich beschriebenen H. F.-Analyse - das gemessene Verzweigungsverhältnis unabhängig von der Parität wie auch der Absolutbetrag des Wirkungsquerschnitts innerhalb der Fehlergrenzen bei allen Energien E_p gut wiedergegeben. Ein Grund für die Übereinstimmung mit diesem Parametersatz ist darin zu sehen, daß die Analyse des totalen (p,n)-Wirkungsquerschnitts empfindlicher als etwa die elastische Streuung auf das absorptive Kernpotential ist, das im wesentlichen die Transmission bestimmt.

Abb. 12: Vergleich der gemessenen (σ_{exp}) und mit verschiedenen Protonenparametersätzen berechneten (σ_{cal}) Wirkungsquerschnitte bei zwei Einschußenergien.

Parameter für Protonen: a) Johnson et al. (JoK 68), b) Ellis und Haeberli (ElH 69), c) Thompson et al. (ThA 68); für Neutronen: Satz B, Tabelle 6. Die Zustände im Nb sind nach Spinwerten geordnet, positive Parität ist durch ein Kreuz, negative durch einen Punkt gekennzeichnet. Die Rechnung ist am $9/2^+$-Grundzustandsübergang normiert, die Normierungsfaktoren stehen in Tabelle 11.



Tab. 11: Verhältnis von gemessenem (σ_{exp}) zu berechnetem (σ_{cal}) Wirkungsquerschnitt für Grundzustandsübergang. Vgl. Abbildung 12

E_p^{cm} (MeV)	$\sigma_{exp}/\sigma_{cal}$ für (JoK 68)	(ElH 69)	(ThA 68)
4,71	0,73	0,36	0,59
5,39	0,75	0,42	0,71

Die drei ausgewählten Parametersätze sind exemplarisch: Sie zeigen die Auswirkung eines zu kleinen, zu großen und etwa richtigen Verhältnisses T_p/T_s auf die H. F.-Analyse. Außer diesen drei Sätzen wurden noch globale Modellparameter, die aus Messungen der elastischen Streuung und Polarisation in einem großen Bereich der Massenzahl und der Energie gewonnen wurden, mit dem Experiment verglichen.
Der Parametersatz von Rosen et al. (RoB 65) ergibt eine ähnliche Diskrepanz wie der von Thompson et al.. Auch hier ist T_s etwa um den Faktor 2 zu groß verglichen mit T_p.
Mit den Parametern von Becchetti und Greenlees (BeG 69) und Perey (Per 66) erscheint T_p/T_s geringfügig zu klein.

5.3.2 Protonenabsorptionsquerschnitt

Der totale (p,n)-Wirkungsquerschnitt, gemessen mit dem Longcounter zwischen $E_p = 3,9$ und 5,4 MeV, kann außerhalb der Analogresonanzen direkt mit dem Absorptionsquerschnitt aus dem Optischen Modell verglichen werden, weil der Compoundkern zu etwa 97 % unter Neutronenemission zerfällt. Dieser Vergleich ist eine wichtige Ergänzung zur H. F.-Analyse, weil er gestattet, die absolute Größe der Protonentransmissionskoeffizienten für sich zu bestimmen.
In Abbildung 4 sind zu der gemessenen Anregungsfunktion die mit den drei im letzten Abschnitt ausführlicher diskutierten Parametersätzen berechneten Absorptionsquerschnitte eingezeichnet. Der Absorptionsquerschnitt nach den Modellparametern von Johnson et al. stimmt in der Größe wie im Energieverlauf gut mit der Ausbeutekurve überein. Die Übereinstimmung wird noch besser, wenn man berücksichtigt, daß 5 bis 10 % der mit dem Longcounter gemessenen Neutronenausbeute aus Reaktionen am ^{18}O, ^{13}C und $^{92,94}Zr$ stammen. Die Wirkungsquerschnitte nach den beiden anderen Parametern sind nicht mit der Messung vereinbar, insbesondere ergeben die Parameter von Ellis und Haeberli, mit denen das Verzweigungsverhältnis zu verschiedenen Endzuständen recht gut beschrieben wird, um etwa 80 % zu große Werte. Ähnlich große Unterschiede im Absolutwert

zwischen Messung und Rechnung ergaben sich auch beim Vergleich der partiellen Wirkungsquerschnitte für den Grundzustandsübergang, Tabelle 11. Die Absorptionsquerschnitte nach den globalen Modellparametern sind ebenfalls nicht mit der Messung vereinbar: Mit den Sätzen von Becchetti und Greenlees und von Rosen ergeben sich um rund 100 %, mit dem von Perey um 50 % zu große Werte. Auch steigt der Absorptionsquerschnitt nach diesen drei Sätzen stärker als im Experiment beobachtet wurde.

Mit den Modellparametern (JoK 68) und Satz B, Tabelle 6 und 7, die sich in der H. F.-Analyse und für den Absorptionsquerschnitt als geeignet erwiesen haben, kann nunmehr auch die Konsistenz von Longcounter- und Flugzeitmessung geprüft werden: Die Summe der Partialquerschnitte für alle energetisch möglichen Übergänge - normiert an den gemessenen Übergangsstärken - ist bei allen Einschußenergien etwa 25 % kleiner als der Absorptionsquerschnitt. Dieser Unterschied liegt noch innerhalb der Fehlergrenzen der Absoluteichungen für die verschiedenartigen Detektoren. Die Konstanz der Abweichung ist ein Hinweis für die Richtigkeit der für $E_p > 5$ MeV vorgenommenen Erweiterung des ^{91}Nb-Termschemas (siehe 5.2.1).

5.4 Abschließende Bemerkung zur Reaktionsanalyse

Die Analyse der gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen hat das Statistische Modell von Hauser und Feshbach als gute Näherung zur Beschreibung des Reaktionsmechanismus ausgewiesen, und zwar auch für eine Reaktion, in der die H. F.-Bedingungen $\Gamma/D \gg 1$ und $T_c \ll 1$ nicht in Strenge erfüllt sind. Wegen der unzureichenden experimentellen Genauigkeit und vor allem wegen der Unsicherheit in den Optischen Potentialen kann aus der Messung nicht die Notwendigkeit einer Verfeinerung des Modells - etwa durch eine allgemeingültigere Relation zwischen den Transmissionsfunktionen des Optischen Modells und den mittleren Partialbreiten und Niveauabständen der Compoundkerntheorie oder auch durch die Breitenfluktuationskorrektur - abgeleitet werden.

Ein weiteres Ergebnis der Auswertung sind Einschränkungen für Neutronen- und Protonenparametersätze des Optischen Modells. Für Neutronenparameter wurden diese Einschränkungen direkt aus dem Vergleich der beim Zerfall der Analogzustände gemessenen Transmission mit berechneten Werten gewonnen. Für Protonenparameter ergaben sich Einschränkungen aus der H. F.-Analyse und aus dem Vergleich des totalen (p,n)-Wirkungsquerschnitts mit dem nach dem Optischen Modell berechneten Absorptionsquerschnitt. Insbesondere die Messung von Neutronentransmissionskoeffizienten könnte eine wichtige Ergänzung für die Bestimmung von Standardparametern des Optischen Modells bilden, weil ihre Größe empfindlich vom Imaginärteil des Kernpotentials und vom Spin-Bahn-Potential abhängt.

6 Spektroskopische Anwendung des Statistischen Modells: Spin- und Paritätszuordnung für Zustände im ^{91}Nb, Diskussion des Termschemas

Das Termschema des halbmagischen Kerns ^{91}Nb mit 50 Neutronen wurde von mehreren Autoren nach dem Schalenmodell berechnet (AuT 65). Die tiefliegenden Zustände werden dabei allein durch die Konfigurationen von drei Protonen in der $2p_{1/2}$- und $1g_{9/2}$-Schale außerhalb des inerten ^{88}Sr-Rumpfes beschrieben. In einer neueren Rechnung für Zustände mit negativer Parität sind auch Protonenlochanregungen des Typs $(g_{9/2})^2\ p_{3/2}^{-1}$, $-f_{5/2}^{-1}$ und $-f_{7/2}^{-1}$ berücksichtigt (Hug 69).

Erst seit jüngster Zeit gibt es genügend experimentelle Studien, die zusammen mit der (p,n)-Reaktion ein bis zur Anregungsenergie von etwa 3 MeV relativ vollständiges Termschema ergeben:

^{90}Zr(p,γ): Messung des Gammazerfalls von Analogresonanzen im ^{91}Nb von Rauch (Rau 68).

ß-Zerfall des $9/2^+$-^{91g}Mo und $1/2^-$-^{91m}Mo: In einer Paralleluntersuchung zu unserer Messung haben Hesse und Finckh (HeF 70) die auf den ß-Zerfall folgenden Strahlungsübergänge gemessen.

Protonentransferreaktionen: ^{90}Zr(^{3}He,d) von Cates et al. (CaB 69) und Picard und Bassani (PiB 69), ^{92}Mo(d,^{3}He) von Ohnuma und Yntema (OhY 68).

Abbildung 13 zeigt das aus den verschiedenen Messungen und Rechnungen abgeleitete Termschema.

Die Anregungsenergien aus unserer Messung stimmen gut mit den genaueren Werten aus der Messung der γ-Übergänge mit Germaniumdetektoren überein. Ebensogute Übereinstimmung erhalten wir auch mit den kürzlich veröffentlichten Energien für die Zustände bis 2122 keV aus einem (p,n)-Flugzeitexperiment von Kim et al. (KiR 70).

In die folgende Diskussion der Spinzuordnung für die einzelnen Niveaus aus der (p,n)-Resonanz-(Tabelle 5 und Abbildung 7) und H. F.-Analyse (Abbildung 8 und 9) werden die oben genannten Reaktionen einbezogen.

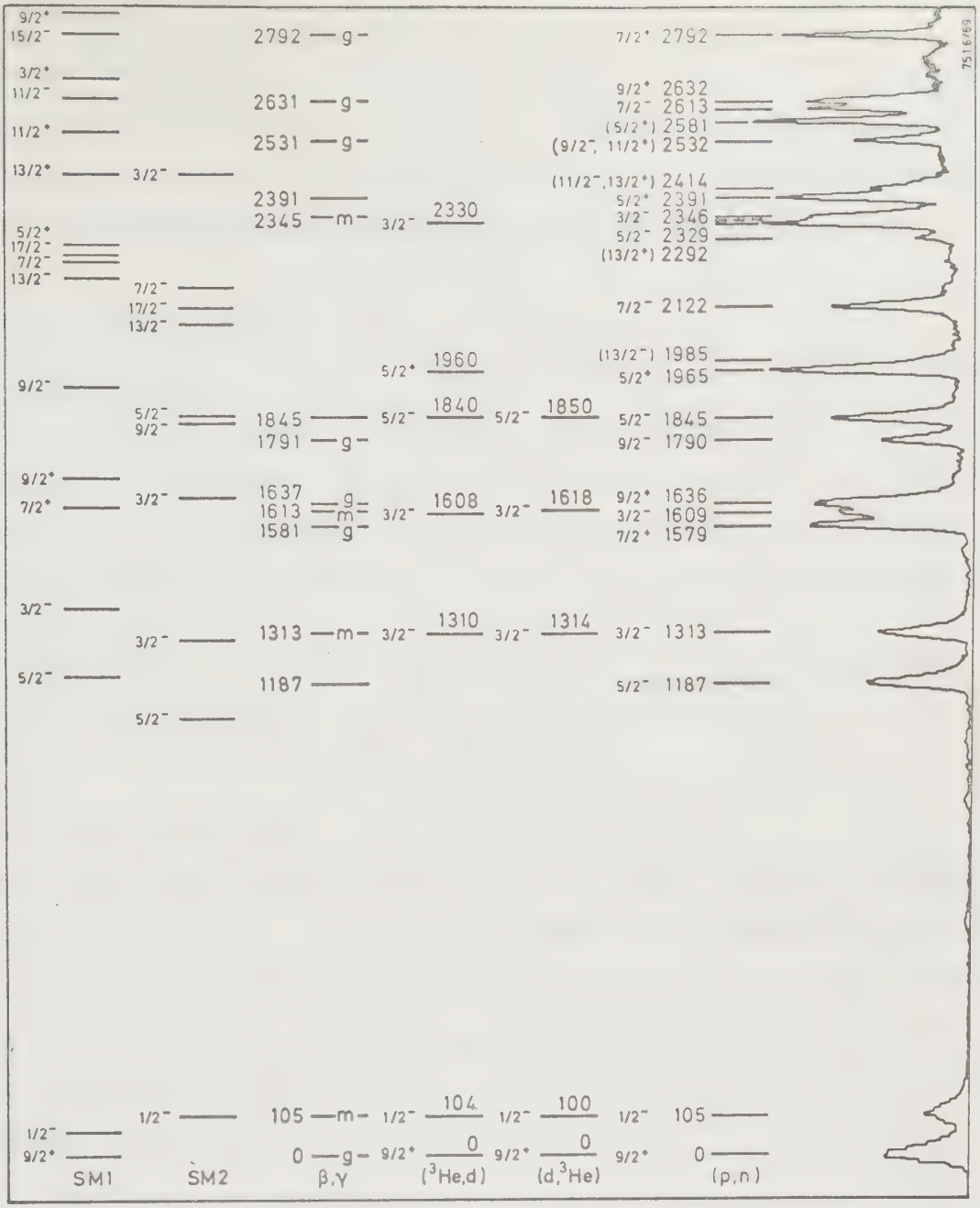


Abb. 13: Termschema von ^{91}Nb aus verschiedenen Messungen und Rechnungen

SM1: Schalenmodellrechnung von Auerbach und Talmi (AuT 65)

SM2: Schalenmodellrechnung für Zustände mit negativer Parität von Hughes (Hug 69)

ß,γ: Messung der auf den ß-Zerfall vom ^{91}Mo-Grundzustand (g) und vom Isomeren ^{91}Mo (m) folgenden Gammaübergänge von Hesse und Finckh (HeF 70)

^{3}He,d: ^{90}Zr(^{3}He,d)^{91}Nb-Messung von Cates et al. (CaB 69)

d,^{3}He: ^{92}Mo(d,^{3}He)^{91}Nb-Messung von Ohnuma und Yntema (OhY 68)

p,n: diese Messung, das Spektrum ist eine Flugzeitmessung bei E_p^{cm} = 5,389 MeV, umgerechnet auf die Energieskala.

Für den Grundzustand und die angeregten Zustände bei 105, 1187, 1313, 1609 und 1845 keV wurden Spin und Parität im ß-Zerfall und in mehreren Teilchenreaktionen bestimmt. Auf diesen Spinwerten basiert die Bestimmung der Neutronentransmissionskoeffizienten aus dem Zerfall der IAR (Abschnitt 5.1).

Die Niveaus bei 1579 keV, $7/2^+$ und 1636 keV, $9/2^+$:
Im ß-Zerfall des isomeren $1/2^- - {}^{91m}$Mo und in der (d, ^{3}He)- und (^{3}He,d)-Reaktion werden diese Zustände nicht angeregt. Dagegen werden beide im ß-Zerfall des $9/2^+ - {}^{91g}$Mo bevölkert, ihre Grundzustandsübergänge haben die größte Intensität aller Strahlungsübergänge in der Folge dieses ß-Zerfalls. Beide Niveaus konnten deshalb mit der Zuordnung $7/2^+$ oder $9/2^+$ in der 4^+-Resonanzanalyse berücksichtigt werden.
Aus der H. F.-Analyse kann eindeutig für $7/2^+$ für den tieferen und $9/2^+$ für den höheren Zustand entschieden werden.

Das Niveau bei 1790 keV, $9/2^-$:
Beim Zerfall der 4^+-IAR wird dieser Zustand am stärksten besetzt, die Zerfallsrate wird durch $T_{p1/2} + T_{p3/2} + T_f + \ldots$ wiedergegeben, also durch die Zuordnung $7/2^-$ oder $9/2^-$ erklärt. $7/2^-$ wird jedoch dadurch ausgeschlossen, daß die Zerfallsrate der 2^+-IAR nicht mit $T_{p3/2} + T_f + \ldots$ vereinbar ist. Die H. F.-Analyse ergibt ebenfalls $9/2^-$. Die Form der Winkelverteilung spricht auch für diese Zuordnung (Abb. 6).

Die Niveaus bei 1965 keV, $5/2^+$ und 1985 keV, $(13/2^-)$:
Bei der Anregungsenergie von etwa 1960 keV ist aus der (^{3}He,d)-Reaktion ein Zustand bekannt, für den übertragenen Drehimpuls wird $\ell = 1$ (PiB 69) oder $\ell = 2$ (CaB 69) genannt. Die ^{90}Zr(p,γ)-Reaktion führt auf ein Niveau bei 1965 keV, dessen Grundzustandsübergang ebenfalls beobachtet wird.
Die (p,n)-Spektren zeigen zwei Neutronenlinien, die auch bei Einschußenergien unter 5 MeV nicht vollständig getrennt sind. Wegen der geringen Intensität innerhalb und außerhalb der 4^+-Resonanz der niederenergetischen Neutronenlinie scheiden für E* = 1985 keV die Spinwerte 3/2 bis 9/2 beider Parität aus.

Bei $E_p > 5$ MeV kann nur die Summenintensität mit der Rechnung verglichen werden: Die Resonanzanalyse schließt für die 4^+-IAR s- oder p-Wellen-Übergänge, für die 2^+-IAR p-Wellen-Übergänge aus, so daß nur Spinwerte größer als 11/2 mit negativer Parität oder Spinwerte positiver Parität außer 7/2 und 9/2 infrage kommen. Die Übergangsstärken außerhalb der Resonanzen sind mit $5/2^+$ für den tieferen und $13/2^\pm$ oder $15/2^+$ für den höheren Zustand vereinbar. Nach dem Schalenmodell wird $5/2^+$ und $13/2^-$ erwartet.

Das Niveau bei 2122 keV, $7/2^-$:
Die Resonanzanalyse ergibt eindeutig und in Übereinstimmung mit der H. F.-Rechnung die Zuordnung $7/2^-$. Damit ist kompatibel, daß der Zustand weder im ß-Zerfall noch in den Transferreaktionen beobachtet wurde.

Das Niveau bei 2292 keV, $(13/2^+)$:
Dieser Zustand war bisher nicht bekannt. Aus der 2^+-IAR wird er nur sehr schwach, also nicht durch die s- oder p-Welle bevölkert. Mit dieser Einschränkung der möglichen Spinwerte ergibt die H. F.-Analyse die Zuordnung $13/2^+$ oder - innerhalb der Meßfehler - noch $11/2^-$, $13/2^-$ und $15/2^+$. Die Schalenmodellrechnungen favorisieren ebenfalls $13/2^+$.

Die Niveaus bei 2329 keV, $5/2^-$, (2335 keV, $(11/2^+)$) und 2346 keV, $3/2^-$:
Aus der (^{3}He,d)-Reaktion ist bei 2330 keV ein $3/2^-$-Zustand bekannt. Der ß-Zerfall des isomeren $1/2^-$-^{91m}Mo belegt ein Niveau bei 2345 keV, das in die tiefliegenden $1/2^-$, $5/2^-$ und $3/2^-$-Zustände zerfällt. Damit stimmt die Beobachtung überein, daß aus der 2^+-IAR zwei Zustände bei 2329 und 2346 keV durch die p-Welle gebildet werden. Außerhalb der IAR läßt sich jedoch die Intensität der beiden nicht voll aufgelösten Neutronenlinien nicht allein durch die Besetzung von zwei Zuständen mit $3/2^-$ oder $5/2^-$ erklären. Um die überbleibende Intensität zu begründen, nehmen wir an, daß zwischen beiden Zuständen ein weiterer mit dem Spin $1/2^+$, $9/2^-$ oder $11/2^+$ liegt. Aus der H. F.-Analyse kann dann eindeutig für $5/2^-$ für den Zustand bei 2329 keV und $3/2^-$ für den bei 2346 keV entschieden werden. Von den möglichen Spinwerten für den dritten Zustand halten wir $11/2^+$ nach dem Schalenmodell für den wahrscheinlichsten. Die Existenz dieses dritten Niveaus kann jedoch nicht als erwiesen gelten, weil die Flugzeitspektren kein Anzeichen für eine dritte Linie erkennen lassen.

Das Niveau bei 2391 keV, $5/2^+$:
Von der 2^+-IAR wird der Zustand durch die s-Welle erreicht. Außerhalb der Resonanzen stimmen Messung und Rechnung für $5/2^+$ oder $7/2^+$ überein. Damit ist die Zuordnung $5/2^+$ eindeutig.

Das Niveau bei 2414 keV, $(11/2^-, 13/2^+)$:
In der 2^+-IAR steigt die Intensität der Linie nur wenig, dadurch werden die Spinwerte $1/2^-$ bis $7/2^-$ ausgeschlossen. Der H. F.-Wirkungsquerschnitt ist mit der Zuordnung $1/2^\pm$, $11/2^\pm$ und $13/2^+$ vereinbar. Davon scheiden $1/2^\pm$ bzw. $11/2^+$ aus, weil der Strahlungsübergang in den Grundzustand beobachtet wird (Rau 68) bzw. der ß-Zerfall nicht auf dieses Niveau führt. Nach dem Schalenmodell werden beide Spinwerte 11/2 und 13/2 erwartet, $1/2^+$ kann mit den in der Rechnung berücksichtigten Konfigurationen nicht gebildet werden.

Das Niveau bei 2532 keV, $(9/2^-, 11/2^+)$:
Aus unserer Messung kann für diesen Zustand keine eindeutige Spinzuordnung getroffen werden. Durch den ß-Zerfall des $9/2^+$-^{91g}Mo in diesen Zustand und den anschließenden Grundzustandsübergang ist der Spin auf die Werte $7/2^+$, $9/2^\pm$ und $11/2^+$ eingeschränkt. Der (p,n)-Wirkungsquerschnitt ist mit $9/2^-$ und $11/2^+$ konsistent.

Das Niveau bei 2581 keV, $(5/2^+)$:
Aus der H. F.-Analyse kommt nur $5/2^+$ oder $7/2^+$ infrage. Von beiden Spinwerten ist $5/2^+$ wahrscheinlicher, weil der ß-Zerfall nicht in dieses Niveau führt.

Das Niveau bei 2613 keV, $7/2^-$:
Die starke Besetzung des Zustandes aus der 2^+-IAR (Tabelle 5) wird durch einen $p_{3/2}$-Übergang, also durch die Zuordnung $1/2^-$ oder $7/2^-$ erklärt. Allerdings hat diese Zerfallsrate eine etwas größere Unsicherheit, weil unterhalb der 2^+-IAR der Neutronenübergang nicht nachgewiesen werden konnte. Der H. F.-Wirkungsquerschnitt ist mit $3/2^+$, $5/2^-$, $7/2^-$ und $9/2^+$ vereinbar, so daß insgesamt $7/2^-$ zugeordnet werden kann.

Das Niveau bei 2632 keV, $9/2^+$:
Im ß-Zerfall des ^{91g}Mo wird der Zustand direkt angeregt, ein starker Grundzustandsübergang wird beobachtet. Von den nach der H. F.-Analyse möglichen Spinwerten $3/2^+$, $5/2^-$, $7/2^-$ und $9/2^+$ kann daher $9/2^+$ angegeben werden.

Das Niveau bei 2792 keV, $7/2^+$:
Die H. F.-Analyse ergibt $5/2^+$ oder $7/2^+$. Durch die direkte Besetzung im ß-Zerfall vom ^{91g}Mo und den Strahlungsübergang in den Grundzustand wird die Zuordnung $7/2^+$ eindeutig.

Anhang

Tab. A 1: Termschemata der Kerne ^{91}Zr und ^{91}Nb, mit denen in der H. F.-Analyse die Summe über die offenen Kanäle berechnet wurde.

^{91}Zr:	Grundzustand	$5/2^+$
	1204 keV	$1/2^+$
	1480 keV	$5/2^+$
	1890 keV	$7/2^+$
	2040 keV	$3/2^+$
	2135 keV	$9/2^+$
	2180 keV	$7/2^+$
	2350 keV	$7/2^+$
	2560 keV	$1/2^+$

^{91}Nb:	Grundzustand	$9/2^+$	2414 keV	$11/2^-$
	105 keV	$1/2^-$	2532 keV	$11/2^+$
	1187 keV	$5/2^-$	2581 keV	$5/2^-$
	1313 keV	$3/2^-$	2613 keV	$7/2^+$
	1579 keV	$7/2^+$	2632 keV	$9/2^+$
	1609 keV	$3/2^-$	2792 keV	$7/2^-$
	1636 keV	$9/2^+$	2800 keV	$15/2^+$
	1790 keV	$9/2^-$	2800 keV	$3/2^-$
	1845 keV	$5/2^+$	2900 keV	$1/2^-$
	1965 keV	$5/2^+$	2900 keV	$7/2^-$
	1985 keV	$13/2^-$	2900 keV	$9/2^+$
	2100 keV	$11/2^+$	2900 keV	$3/2^-$
	2122 keV	$7/2^-$	3100 keV	$5/2^+$
	2200 keV	$17/2^+$	3100 keV	$1/2^-$
	2292 keV	$13/2^-$	3200 keV	$1/2^-$
	2329 keV	$5/2^+$	3200 keV	$3/2^+$
	2335 keV	$11/2^-$	3200 keV	$15/2^+$
	2346 keV	$3/2^+$	3300 keV	$17/2^+$
	2391 keV	$5/2^+$	3300 keV	$5/2^+$
			3300 keV	$3/2^+$

Tab. A 2: Gegenüberstellung der gemessenen (σ_{exp}) und nach dem H. F.-Modell (σ^{HF}_{cal}) und dem Ullah-Modell (σ^{Ul}_{cal}) berechneten Wirkungsquerschnitt zur Besetzung einzelner Niveaus im ^{91}Nb bei zwei Einschußenergien E_p^{cm}. *)

Optische Potentiale: (JoK 68) und Satz B, Tabelle 6 und 7

Wirkungsquerschnitte in mb

^{91}Nb-Niveaus		E_p^{cm} = 4,710 MeV			E_p^{cm} = 5,389 MeV		
E*(keV),	I^{π}	σ_{exp}	σ^{HF}_{cal}	σ^{Ul}_{cal}	σ_{exp}	σ^{HF}_{cal}	σ^{Ul}_{cal}
0	$9/2^+$	2,92	4,03	5,05	4,71	6,32	7,31
105	$1/2^-$	1,46	1,89	1,95	2,20	2,34	2,07
1187	$5/2^-$	2,29	3,16	4,04	3,22	4,16	5,02
1313	$3/2^+$	1,75	2,23	2,54	2,45	3,06	3,52
1579	$7/2^-$	1,99	2,80	3,35	3,63	5,01	6,96
1609	$3/2^-$	1,66	1,89	1,95	2,31	2,70	2,94
1636	$9/2^+$	1,39	1,88	1,96	2,93	3,82	4,80
1790	$9/2^-$	1,08	1,47	1,63	1,54	2,35	2,63
1845	$5/2^-$	1,82	2,25	2,13	2,65	3,22	3,54
1965	$5/2^+$	1,85	2,46	2,70	3,79	4,92	6,85
1985	$13/2^-$	-	-	-			
2122	$7/2^-$	1,34	1,74	1,42	2,14	2,78	2,86
2292	$13/2^+$				0,47	0,73	0,69
2329	$5/2^-$				-	2,53	2,32
2346	$3/2^-$				1,64	1,83	1,63
2391	$5/2^+$				2,64	3,56	4,09
2414	$11/2^-$				0,85	0,85	0,73
2532	$11/2^+$				1,05	1,31	1,13
2581	$5/2^+$				2,41	3,91	3,24
2613	$7/2^-$				1,63	2,07	1,67
2632	$9/2^+$				1,74	2,16	1,83
2792	$7/2^+$				1,88	2,56	2,01

*) Die Zerfallsmöglichkeiten des Compoundkerns wurden durch die Termschemata in Tab. A 1 berücksichtigt. Die Breitenfluktuationskorrektur ist nur in der H. F.-Rechnung angebracht. Zugelassene Bahndrehimpulse ℓ_p, $\ell_n \leq 5$. Die Rechnungen sind nicht an die Messung angepaßt.

Literaturverzeichnis

AnW 65: J. D. Anderson, C. Wong, J. W. McClure
Phys. Rev. 138, B 615 (1965)

AuP 62: E. H. Auerbach, F. Perey
Brookhaven National Laboratory Rep. BNL 765 (1962)

AuT 65: N. Auerbach, I. Talmi, Nucl. Phys. 64, 458 (1965)

BaF 68: J. B. Ball, C. B. Fulmer, Phys. Rev. 172, 1199 (1968)

BeG 69: F. D. Becchetti, G. W. Greenlees, Phys. Rev. 182, 1190 (1969)

CaB 69: M. R. Cates, J. B. Ball, E. Newman
Phys. Rev. 187, 1682 (1969)

CoC 63: B. L. Cohen, O. V. Chubinsky, Phys. Rev. 131, 2184 (1963)

Den 69: E.Dengler, Staatsexamensarbeit, HMI Berlin (1969)

DiE 67: J. K. Dickens, E. Eichler, Nucl. Phys. A 101, 408 (1967)

DiE 68: J. K. Dickens, E. Eichler, G. R. Satchler
Phys. Rev. 168, 1355 (1968)

EbB 69: K. A. Eberhard, P. von Brentano, M. Böhning. R. O. Stephen
Nucl. Phys. A 125, 673 (1969)

EbM 70: K. A. Eberhard, C. Mayer-Böricke
Nucl. Phys. A 142, 113 (1970)

ElH 69: J. L. Ellis, W. Haeberli in Conf. on Nuclear Isospin
Asilomar 1969, Hrsg. J. D. Anderson, S. D. Bloom, J. Cerny,
W. W. True (Academic Press 1969), S. 585 und 651

EnF 67: C. A. Engelbrecht, H. Fiedeldey
Ann. Phys. (N. Y.) 42, 262 (1967)

ErM 66: T. Ericson, T. Mayer-Kuckuk
Ann. Rev. Nucl. Sci. 16, 183 (1966)

FiJ 68: E. Finckh, U. Jahnke, Nucl. Phys. A 111, 338 (1968)

FiJ 68 a: E. Finckh, U. Jahnke, B. Schreiber, A. Weidinger
Jahresbericht 1968 des Hahn-Meitner-Institutes

FiJ 69: E. Finckh, U. Jahnke, B. Schreiber, A. Weidinger in Conf. on Nuclear Isospin, Asilomar 1969, Hrsg. J. D. Anderson, S. D. Bloom, J. Cerny, W. W. True (Academic Press 1969) S. 655

Gal 68: E. Gadioli, I. Iori, L. Zetta, Phys. Rev. 174, 1140 (1968)

GiC 65: A. Gilbert, A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. 43, 1446 (1965)

HaF 52: W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev. 87, 366 (1952)

HeF 70: K. Hesse, E. Finckh, Nucl. Phys. A 141, 417 (1970)

Hod 67: P. E. Hodgson, Ann. Rev. Nucl. Sci. 17, 1 (1967)

Hug 69: T. A. Hughes in Conf. on Properties of Nucl. States Montreal 1969, Hrsg. M. Harvey, R. Y. Cusson, J. S. Geiger, J. M. Pearson (Les Presses de l'Univ. de Montréal 1969) S. 728

Hul 61: J. R. Huizenga, G. J. Igo
Argonne National Laboratory Rep. ANL 6373 (1961)

HuV 69: J. R. Huizenga, H. K. Vonach, A. A. Katsanos, A. J. Gorski, C. J. Stephan, Phys. Rev. 182, 1149 (1969)

Jah 67: U. Jahnke, Diplomarbeit, HMI Berlin (1967)

JoK 68: C. H. Johnson, R. L. Kernell, S. Ramavataram
Nucl. Phys. A 107, 21 (1968)

KiR 67: H. J. Kim, R. L. Robinson, R. L. Kernell, C. H. Johnson
Phys. Rev. Lett. 19, 325 (1967)

KiR 69: H. J. Kim, R. L. Robinson, C. H. Johnson
Phys. Rev. 180, 1167 (1969)

KiR 70: H. J. Kim, R. L. Robinson, C. H. Johnson, S. Raman
Nucl. Phys. A 142, 35 (1970)

LaL 67: A. M. Lane, J. E. Lynn
Proc. Phys. Soc. (London) A 70, 557 (1957)

LiS 67: D. B. Lightbody, A. Sayres, G. E. Mitchell
Phys. Rev. 153, 1214 (1967)

LoR 66: D. D. Long, P. Richard, C. F. Moore, J. D. Fox
Phys. Rev. 149, 906 (1966)

MaW 67: C. Mahaux, H. A. Weidenmüller
Nucl. Phys. A 94, 1 (1967)

Mol 63: P. A. Moldauer, Nucl. Phys. 47, 65 (1963)

Mol 64: P. A. Moldauer, Phys. Rev. 135, B 642 (1964)

Mol 67: P. A. Moldauer, Phys. Rev. 157, 907 (1967)

NDJ 66: Nuclear Data Journal, Sec. A, Vol. 2, Nr. 5 und 6 (1966)
Hrsg. K. Way et al. (Academic Press, N. Y. und London)

OhY 68: H. Ohnuma, J. L. Yntema, Phys. Rev. 176, 1416 (1968)

Per 66: F. G. Perey in Symp. on Pol. Phenomena of Nucleons, Karlsruhe 1966, Hrsg. P. Huber, H. Schopper (W. Rosch, Bern 1966) S. 191

PiB 69: J. Picard, G. Bassani, Nucl. Phys. A 131, 653 (1969)

Pie 70: P. Pietrzyk, Laborbericht Nr. 13, HMI Berlin 1970

Rau 68: F. Rauch, Phys. Lett. 27 B, 560 (1968)

Rös 65: G. Röschert, Diplomarbeit, HMI Berlin (1965)

Rob 65: D. Robson, Phys. Rev. 137, B 535 (1965)

RoB 65: L. Rosen, J. G. Beery, A. S. Goldhaber, E. H. Auerbach
Ann. Phys. (N. Y.) 34, 96 (1965)

RoF 65: D. Robson, J. D. Fox, P. Richard, C. F. Moore
Phys. Lett. 18, 86 (1965)

ShK 69: R. W. Shaw, A. A. Katsanos, R. Vandenbosch
Phys. Rev. 184, 1089 (1969)

ThA 68: W. J. Thompson, J. L. Adams, D. Robson
Phys. Rev. 173, 975 (1968)

Ull 69: N. Ullah, Phys. Rev. Lett. 22, 648 (1969)

Vog 68: E. W. Vogt in Advances in Nuclear Physics
Hrsg. M. Baranger, E. Vogt (Plenum Press N. Y. 1968) S. 261

VoM 64: E. W. Vogt, D. McPherson, J. Kuehner, E. Almqvist
Phys. Rev. 136, B 99 (1964)

Wil 66: D. Wilmore, AERE-R 5053 (1966)

Diese Arbeit wurde im Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung unter der Leitung von Professor Dr. K. H. Lindenberger und der Betreuung von Priv.-Doz. Dr. E. Finckh ausgeführt.

Ich danke insbesondere Herrn Finckh und Herrn Lindenberger für ihre Unterstützung und die guten Arbeitsbedingungen im Institut bzw. in unserer Arbeitsgruppe, den Herren Pietrzyk, Schreiber und Weidinger danke ich für ihre Hilfe bei Messungen und Rechnungen. Auch den übrigen Mitgliedern des Sektors bin ich für langjährige und fruchtbare Zusammenarbeit dankbar.

Lebenslauf

Am 28. November 1940 wurde ich in Bitterfeld geboren. Meine Eltern sind in der Folge des Krieges gestorben. Nach der Grundschulzeit in Nördlingen/Bayern und später in Berlin besuchte ich den neusprachlichen Zweig der Schadow-Schule in Berlin-Zehlendorf. Im Anschluß an das Abitur im März 1960 begann ich an der Freien Universität Berlin das Studium in der Fachrichtung Mineralogie, wechselte aber schon im Wintersemester 1960/61 zum Hauptfach Physik über. Im Juli 1963 habe ich die Diplomvorprüfung abgelegt und in den folgenden beiden Semestern in Freiburg im Breisgau studiert.

Vom Frühjahr 1965 bis zum Diplomexamen im November 1967 habe ich im Hahn-Meitner-Institut Berlin unter der Leitung von Professor Lindenberger an meiner Diplomarbeit "Bestimmung des Spins und der Parität von Zuständen im Kern ^{93}Mo aus dem Neutronenzerfall isobarer Analogzustände" gearbeitet. Während der Anfertigung meiner Dissertation habe ich Studenten im Anfängerpraktikum und in einer Übungsgruppe betreut. Seit Mai 1969 bin ich als Mitarbeiter des Hahn-Meitner-Instituts in einer Gastgruppe im Europäischen Zentrum für Kernforschung (CERN) in Genf an Experimenten mit myonischen Atomen beteiligt.